



# Radio détection des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie : mise en oeuvre et analyse des données d'un réseau de stations autonomes.

Diego Torres Machado

## ► To cite this version:

Diego Torres Machado. Radio détection des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie : mise en oeuvre et analyse des données d'un réseau de stations autonomes.. Phénomènes cosmiques de haute energie [astro-ph.HE]. Université de Nantes, 2013. Français. NNT : 500 . tel-00975738

**HAL Id: tel-00975738**

**<https://theses.hal.science/tel-00975738>**

Submitted on 10 Apr 2014

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ DE NANTES  
FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES

ÉCOLE DOCTORALE  
MOLECULES, MATIÈRES ET MATÉRIAUX EN PAYS DE LA LOIRE (3MPL)

Année : 2013

N° attribué par la bibliothèque

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

# Radio détection des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie : mise en œuvre et analyse des données d'un réseau de stations autonomes

THÈSE DE DOCTORAT  
Discipline : Physique Nucléaire  
Spécialité : Astroparticules

*Présentée  
et soutenue publiquement par*

**Diego TORRES MACHADO**

*Le 31 octobre 2013, devant le jury ci-dessous*

*Président*      Klaus Werner, *Professeur de l'Université de Nantes*  
*Rapporteurs*    João R. T. de Mello Neto, *Professeur de l'Université Fédérale de Rio de Janeiro*  
                     Gilles Theureau, *Astronome à la Station de Radioastronomie de Nançay*  
*Examineurs*    Corinne Berat, *Chargée de recherche au CNRS*  
                     Lilian Martin, *Chargé de recherche au CNRS*  
                     Benoît Revenu, *Chargé de recherche au CNRS*

**Directeur de thèse :**      Benoît Revenu  
**Co-Encadrant de thèse :**    Lilian Martin



UNIVERSITÉ DE NANTES  
FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES

ÉCOLE DOCTORALE  
MOLECULES, MATIÈRES ET MATÉRIAUX EN PAYS DE LA LOIRE (3MPL)

Année : 2013

N° attribué par la bibliothèque

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

# Radio détection des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie : mise en œuvre et analyse des données d'un réseau de stations autonomes

THÈSE DE DOCTORAT  
Discipline : Physique Nucléaire  
Spécialité : Astroparticules

*Présentée  
et soutenue publiquement par*

**Diego TORRES MACHADO**

*Le 31 octobre 2013, devant le jury ci-dessous*

<i>Président</i>	Klaus Werner, <i>Professeur de l'Université de Nantes</i>
<i>Rapporteurs</i>	João R. T. de Mello Neto, <i>Professeur de l'Université Fédérale de Rio de Janeiro</i> Gilles Theureau, <i>Astronome à la Station de Radioastronomie de Nançay</i>
<i>Examineurs</i>	Corinne Berat, <i>Chargée de recherche au CNRS</i> Lilian Martin, <i>Chargé de recherche au CNRS</i> Benoît Revenu, <i>Chargé de recherche au CNRS</i>

**Directeur de thèse :** Benoît Revenu  
**Co-Encadrant de thèse :** Lilian Martin









*Ils ne savaient pas que c'était impossible, alors ils l'ont fait.*  
*Mark Twain*



# Remerciements

Si cette thèse porte mon nom, elle est aussi le fruit du travail au sein d'un groupe de recherche qui m'a toujours aidé et soutenu durant ces trois dernières années. Remercier les personnes ayant contribué à ce que cela se réalise dans des bonnes conditions est pour moi beaucoup plus qu'une simple formalité et je tiens à le faire.

La première personne que je veux remercier est évidemment mon encadrant de thèse, Lilian Martin. Son côté humain et sa bonne humeur m'ont permis d'être toujours à l'aise pour réaliser mes travaux. Et ce n'est pas forcément évident d'être sympathique tout en exigeant de la rigueur dans le travail quotidien ! Maintenant, avec un peu de recul, je me rends compte de la chance que j'ai eu de l'avoir comme encadrant.

Je tiens également à remercier mon directeur de thèse, Benoît Revenu. Qu'il s'agisse de la correction de ce manuscrit, ou de diapos pour des présentations dans des conférences, Benoît s'est toujours montré très exigeant, ce qui m'a sans doute fait évoluer en tant que chercheur.

D'autres membres du groupe astro à SUBATECH ont eu une influence non négligeable sur mon travail de thèse. Je pense à Richard Dallier, que j'ai eu le plaisir de faire connaissance dans les cours d'espagnol quand j'étais encore en master ; Olivier Ravel, qui m'a fait découvrir le monde des astroparticules dans ses cours de physique subatomique ; Arnaud Bellétoile, ancien membre du groupe, avec qui j'ai pu collaborer dans certaines études ; Vincent Marin, qui a toujours fait preuve de patience et de pédagogie lorsque je venais lui poser toute sorte de questions ; Ahmed Rebai, ancien thésard du groupe, avec qui j'ai partagé des nombreux bons moments ; Jennifer Maller, en compagnie de laquelle j'ai découvert les délices de la gastronomie allemande ; et finalement Florian Gaté, notre dernière recrue du mercato d'été, à qui je souhaite de la réussite.

Je remercie également tous les ingénieurs avec qui j'ai partagé des nombreux bons moments à Nantes et à Nançay (mise à part le jour où vous m'avez obligé à manger de l'andouillette) : Didier Charrier, Hervé Carduner, Yann Bortoli, Frédéric Lefèvre, Louis Marie Rigalleau, Stéphane Acounis et Sylvain Fresneau. Une pensée spéciale à Jean-Luc Béney, qui m'a énormément appris sur l'instrument CODALEMA et avec qui j'ai eu la chance de collaborer pendant presque la totalité de ma thèse.

Je remercie Florian Cougoulic, étudiant en master à l'Université de Nantes, pour son aide précieuse pendant son stage dans le groupe astro à SUBATECH.

Partager un bureau n'est pas quelque chose de simple, surtout quand on doit rester concentré la plupart du temps. Là aussi, je ne garde que des bons souvenirs de mes collègues. Un grand merci à tous ceux qui ont partagé le H115 avec moi pendant ces trois années : Thibault Garçon, Diana Ragheb, Aurélien Perier, Samuel Duval, Maxime Le Calloch, Tugdual Oger, Dyaa Chbib et Lucia Gallego-Manzano.

Le long de ces trois ans j'ai pu faire des nombreux amis, notamment avec des

gens du département d'informatique. Merci aussi à tous ceux avec qui j'ai partagé des moments merveilleux sur les terrains de foot et de volley.

Je ne peux en aucun cas oublier les professeurs, notamment ceux de SUBATECH, qui m'ont accompagné et motivé depuis ma première année de licence à l'Université de Nantes : Joerg Aichelin, Philippe Eudes, Thierry Gousset, Virginia de la Mota, Guy Royer, Taklit Sami, Klaus Werner, parmi tant d'autres. N'oubliez pas que vous exercez le plus important des métiers. Je ne vous oublierai jamais.

Je conclus cette section avec des remerciements à deux personnes importantes dans le début de ma vie universitaire à Nantes. La première est Mohamed Talbi, collègue de classe en première année de licence. La deuxième est Daniel Baribaud, professeur particulier dans les premières années de licence, qui ont été particulièrement difficiles pour moi. Sans ton aide scientifique et surtout sans la motivation que tu me transmettais à la fin de chaque cours, je ne serais sans doute pas en train d'écrire des remerciements d'une thèse de doctorat.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Quelques aspects des rayons cosmiques</b>	<b>5</b>
1.1 La découverte . . . . .	5
1.2 Les gerbes atmosphériques . . . . .	7
1.2.1 Les propriétés essentielles . . . . .	7
1.2.2 Les principales méthodes de détection . . . . .	14
1.3 Les enjeux scientifiques actuels . . . . .	19
1.3.1 Le spectre en énergie . . . . .	20
1.3.2 La composition des rayons cosmiques . . . . .	22
1.3.3 Les sources astrophysiques . . . . .	25
1.3.4 La recherche d'anisotropies . . . . .	27
1.4 Conclusions . . . . .	29
<b>2 La radio-détection des gerbes atmosphériques</b>	<b>31</b>
2.1 Considérations théoriques et travaux pionniers . . . . .	32
2.2 Les modèles actuels d'émission radio . . . . .	34
2.2.1 L'approche macroscopique . . . . .	34
2.2.2 Approche microscopique . . . . .	34
2.2.3 La convergence récente des modèles . . . . .	37
2.3 La polarisation du signal radio . . . . .	37
2.4 Une corrélation avec l'énergie du rayon cosmique . . . . .	39
2.5 La sensibilité à la nature du primaire . . . . .	40
2.5.1 Le profil latéral du champ électrique . . . . .	41
2.5.2 Le rayon de courbure . . . . .	41
2.5.3 La dépendance du spectre en fréquence . . . . .	41
2.5.4 La radiation synchrotron et la production d'un anneau Che- renkov . . . . .	42
2.6 Les expériences de radio-détection des rayons cosmiques . . . . .	43
2.6.1 Les expériences historiques . . . . .	43
2.6.2 Les précurseurs . . . . .	43
2.6.3 Les démonstrateurs sur instruments . . . . .	44
2.6.4 LOFAR, un cas particulier . . . . .	45
2.6.5 Les expériences sur les gerbes initiées par des neutrinos . . . . .	45
2.7 Conclusion . . . . .	45
<b>3 L'expérience CODALEMA</b>	<b>47</b>
3.1 La théorie des antennes . . . . .	48
3.1.1 Le diagramme de rayonnement . . . . .	48
3.1.2 La directivité et le gain . . . . .	50



3.1.3	La bande Passante . . . . .	50
3.1.4	L'impédance . . . . .	51
3.1.5	La tension induite et la déconvolution . . . . .	52
3.2	La radioastronomie à Nançay et les instruments de détection . . . . .	52
3.2.1	L'antenne dipôle court . . . . .	54
3.2.2	Les détecteurs de particules . . . . .	57
3.3	Les principaux résultats de CODALEMA-II . . . . .	58
3.3.1	La reconstruction des événements . . . . .	59
3.3.2	Efficacité de détection radio . . . . .	62
3.3.3	Effet géomagnétique . . . . .	63
3.3.4	Excès de charges . . . . .	65
3.3.5	Estimation de l'énergie du primaire . . . . .	68
3.4	Conclusion . . . . .	69
<b>4</b>	<b>La radio-détection en mode autonome</b>	<b>73</b>
4.1	Le nouveau réseau de stations autonomes . . . . .	74
4.1.1	Les différents éléments de la station . . . . .	76
4.1.2	L'architecture logicielle . . . . .	79
4.1.3	Le réseau de stations autonomes . . . . .	81
4.1.4	La réponse de l'antenne au bruit galactique . . . . .	83
4.1.5	Positionnement des antennes . . . . .	87
4.2	Le traitement du bruit dans CODALEMA-III . . . . .	88
4.2.1	La procédure de recherche de coïncidences . . . . .	89
4.2.2	Les sources mobiles . . . . .	90
4.2.3	Les sources statiques . . . . .	93
4.3	Reconstruction sphérique du front d'onde . . . . .	102
4.3.1	La reconstruction par minimisation . . . . .	102
4.3.2	La reconstruction par variation de position de la source . . . . .	105
4.4	Les différentes méthodes de réjection . . . . .	110
4.4.1	Périodicité de l'émetteur . . . . .	110
4.4.2	Énergie du transitoire . . . . .	114
4.4.3	Temps de montée du transitoire . . . . .	118
4.4.4	Évaluation du bruit de fond . . . . .	123
4.5	Monitoring actuel du réseau . . . . .	123
4.6	Conclusion . . . . .	128
<b>5</b>	<b>Les rayons cosmiques observés par CODALEMA-III</b>	<b>131</b>
5.1	Les premières coïncidences . . . . .	131
5.2	Les mesures de polarisation . . . . .	139
5.2.1	Description de la polarisation . . . . .	139
5.2.2	La polarisation dans les données CODALEMA . . . . .	140
5.2.3	Les angles de polarisation . . . . .	146
5.2.4	Le paramètre R . . . . .	149
5.3	Le profil latéral du champ électrique . . . . .	152

<b>Table des matières</b>	<b>v</b>
5.3.1 L'apport des modèles récents d'émission radio . . . . .	153
5.3.2 Les profils latéraux dans CODALEMA-III . . . . .	155
5.4 Conclusion . . . . .	158
<b>Conclusion générale &amp; Perspectives</b>	<b>159</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>163</b>



# Introduction

Les rayons cosmiques, faisant partie de la famille des astroparticules, sont définis comme des particules chargées stables qui percutent la Terre depuis le milieu interstellaire et intergalactique. Ils sont souvent associés à des noyaux atomiques (de l'hydrogène jusqu'aux noyaux de fer), et aussi aux électrons d'origine solaire. Néanmoins, cette définition peut s'étendre aux particules d'anti-matière telles que les anti-protons et positrons. Depuis leur découverte au début du XX<sup>e</sup> siècle par Victor Hess, l'intérêt porté à la physique des rayons cosmiques a connu des hauts et des bas. A cette époque les rayons cosmiques étaient utilisés notamment pour étudier les processus d'interaction avec la matière. D'un côté, la mise en évidence de ces particules venant du cosmos a donné naissance à une nouvelle branche de la physique située entre l'astrophysique et la physique des particules. De l'autre, avec le progrès considérable des accélérateurs de particules dans les années 50 et 60, la plupart des physiciens abandonnent l'étude des rayons cosmiques. Bien que plus coûteux que les rayons cosmiques qui nous bombardent « gratuitement », les accélérateurs fournissent des faisceaux de particules de type, de direction, d'énergie et d'intensité contrôlés en amont. L'une des conséquences notables de cet exode vers la physique des accélérateurs a été l'amélioration considérable de la compréhension de l'interaction hadronique à haute énergie. Cependant, suite à l'intérêt croissant sur la physique spatiale et solaire, la communauté s'est à nouveau penchée vers l'étude des rayons cosmiques. Des expériences sur des ballons et des satellites se sont multipliées, menant à une connaissance précise de l'abondance et de la composition chimique des rayons cosmiques dans la partie du spectre que l'on appellera par la suite de « basse énergie ». Parallèlement, à partir des années 70 les premiers modèles d'accélération au sein des sources potentielles et de propagation dans le milieu interstellaire de ces particules se développent. Il s'agit du début de l'ère moderne de l'étude des rayons cosmiques.

Très vite la communauté se rend compte que la tâche de trouver une explication à l'existence de telles particules n'est pas simple. Au delà d'environ  $10^{15}$  eV le flux des rayons cosmiques est tellement faible qu'ils ne peuvent plus être détectés par des instruments de surface collectrice limitée, comme les ballons ou les satellites. De même, pendant leur propagation, ils perdent de l'énergie lors d'interactions avec les divers fonds diffus cosmologique (CMB) et infrarouge, omniprésents dans l'espace, et ont leur trajectoire déviées par les champs magnétiques galactiques et extra-galactiques. Une partie de l'information contenue dans ces particules est ainsi perdue. Les conséquences de cette perte sont dramatiques. La déviation des trajectoires implique notamment une dégradation sévère des capacités de pointage vers la source des rayons cosmiques. Elle conduit alors à limiter les analyses aux rayons cosmiques les plus énergétiques pour lesquels les déviations sont les plus faibles mais malheureusement aussi pour lesquels les flux deviennent extrêmement faibles.

Une fois que les rayons cosmiques pénètrent dans l'atmosphère terrestre, ils y interagissent avec les atomes présents et créent le phénomène de gerbe atmosphérique, une suite de création et annihilation de particules relativistes dans le temps et dans l'espace, identique à celle observé dans les expériences de physique des particules en laboratoire. À partir des informations sur ce phénomène de cascade recueillies au niveau du sol par des détecteurs, nous essayons de reconstituer, dans la mesure du possible, les caractéristiques du rayon cosmique primaire.

Afin de répondre aux questions fondamentales sur les sources astrophysiques, les processus d'accélération et la propagations des rayons cosmiques, des réseaux de détecteurs de plus en plus vastes ont vu le jour regroupant des laboratoires du monde entier. A titre d'exemple nous pouvons citer la pionnière des expériences, Haverah Park [1], et des plus récentes comme Telescope Array [2] et l'Observatoire Pierre Auger <sup>1</sup>. Les techniques de détection des grandes gerbes atmosphériques les plus employées sont basées essentiellement sur deux concepts : le premier consiste à collecter le flux de particules qui atteignent le sol, à la fin du développement de la gerbe. Le deuxième consiste à observer la lumière de fluorescence émise lors du passage des particules chargées de la gerbe. Ces deux méthodes ont des avantages et des inconvénients l'une par rapport à l'autre, et sont donc utilisées de manière complémentaire. Dans ce manuscrit nous explorons une méthode alternative, basée sur la mesure par des antennes sensibles aux ondes décamétriques de l'émission radio cohérente des particules chargées de la gerbe. La radio-détection des rayons cosmiques a pour ambition de combiner les avantages des techniques mentionnés auparavant. Premièrement, à l'instar de la distribution des particules au sol, on s'attend à ce que la distribution du signal radio autour de l'axe de la gerbe soit corrélé à l'énergie du rayon cosmique. Deuxièmement, et de façon similaire à la distribution de la lumière de fluorescence, on prétend que le signal mesuré par les antennes contient l'information sur le déroulement de la gerbe, et par conséquent sur la nature du rayon cosmique. Si les bases théoriques de l'émission radio ayant lieu dans les gerbes atmosphériques étaient déjà établies depuis les années 60 et que des expériences dans la même période aient démontré l'existence d'un tel signal dans la bande du MHz, il aura fallu attendre les années 2000 pour que la radio-détection revienne sur le premier plan, grâce notamment à une électronique plus performante que lors des années 60. C'est ainsi que des chercheurs du laboratoire SUBATECH à Nantes, en collaboration avec le LESIA de l'Observatoire de Paris et la station de radioastronomie de Nançay, développent sur le site de la Station de Radioastronomie de Nançay le démonstrateur CODALEMA (COsmic ray Detection Array with Logarithmic ElectroMagnetic Antennas), avec le but de démontrer la faisabilité de la technique. Depuis son implémentation en 2001, l'expérience a connu des différentes configurations, jusqu'au réseau actuel composé de stations autonomes. L'analyse des données de cette dernière configuration de CODALEMA constitue le

<sup>1</sup>Des résultats de l'observatoire Pierre Auger seront souvent mentionnés tout au long de ce manuscrit. Le détail des détecteurs qui le composent et de ces performances peuvent être trouvés dans [3, 4, 5].

cœur de ce manuscrit.

Ce manuscrit est divisé en cinq parties distinctes. Le premier chapitre donne un aperçu de l'état de l'art du domaine des astroparticules. Après un bref historique des rayons cosmiques, ainsi que de la découverte des gerbes atmosphériques, nous nous intéresserons au développement de la gerbe et aux observables qui vont nous conduire aux caractéristiques du rayon cosmique primaire. Les méthodes classiques de détection seront exposées. Enfin, nous allons décrire l'état actuel des connaissances notamment en ce qui concerne le spectre, la composition et les sources des rayons cosmiques.

Le deuxième chapitre est consacré à la compréhension du phénomène d'émission d'ondes radio par les gerbes. Les différentes approches pour aborder le problème et leur convergence sont exposées. Dans ce chapitre aborderons la notion de corrélation entre l'énergie et nature du rayon cosmique primaire avec le champ électrique mesuré par les antennes.

Dans le chapitre trois nous allons introduire la radioastronomie impulsionnelle. Un survol sur les différentes configurations de l'expérience CODALEMA sera fait, ainsi que la présentation des principaux résultats obtenus jusqu'à présent.

Dans chapitre quatre, la dernière configuration de l'expérience CODALEMA est minutieusement détaillée. Ici sont présentés les premiers résultats des stations autonomes, concernant notamment le traitement du bruit dans les données et l'implémentation de méthodes de réjection capables de s'en débarrasser.

Finalement, une analyse des événements associés aux gerbes atmosphériques est faite dans le dernier chapitre. Après une étude quantitative des événements enregistrés depuis début 2012, la caractérisation des signaux est faite à travers l'étude de la polarisation du champ électrique mesuré. Les premiers profils latéraux mesurés par les stations autonomes seront également présentés.



# Quelques aspects des rayons cosmiques

---

## Sommaire

<b>1.1</b>	<b>La découverte . . . . .</b>	<b>5</b>
<b>1.2</b>	<b>Les gerbes atmosphériques . . . . .</b>	<b>7</b>
1.2.1	Les propriétés essentielles . . . . .	7
1.2.2	Les principales méthodes de détection . . . . .	14
<b>1.3</b>	<b>Les enjeux scientifiques actuels . . . . .</b>	<b>19</b>
1.3.1	Le spectre en énergie . . . . .	20
1.3.2	La composition des rayons cosmiques . . . . .	22
1.3.3	Les sources astrophysiques . . . . .	25
1.3.4	La recherche d'anisotropies . . . . .	27
<b>1.4</b>	<b>Conclusions . . . . .</b>	<b>29</b>

---

## 1.1 La découverte

L'histoire de la découverte des rayons cosmiques démarre à la fin du XIX<sup>e</sup> siècle, alors que des expériences explorant la toute nouvelle théorie de Maxwell sur l'électromagnétisme se multiplient. À cette époque, l'outil indispensable à l'étude de la radioactivité était l'électroscope. Cet instrument permettait la mesure ou la mise en évidence de charge électrique dans des feuilles conductrices de faible masse à travers leur ionisation : quand les feuilles se chargent, elles accumulent des charges de même signe qui se repoussent et les feuilles s'écartent. La déviation est d'autant plus importante que la charge est grande. Les physiciens ont observé que leurs électroscopes se déchargeaient dans le noir, loin des sources radioactives. Ceci montrait l'existence d'une source d'ionisation inconnue qui s'est révélée être intense même dans des tunnels sous des mètres de roche. Rutherford suggère en 1903 que l'essentiel de ce rayonnement était dû à la radioactivité naturelle émanant des roches [6]. En 1910, Theodor Wulf, jésuite et physicien allemand, mesure les taux d'ionisation en altitude jusqu'au sommet de la Tour Eiffel [7]. Les calculs d'absorption dans l'air pour des rayonnements les plus pénétrants connus à l'époque l'amenaient à prédire des taux d'ionisation qui décroissent très vite avec l'altitude. Il constate alors avec surprise que cette source d'ionisation était encore présente en altitude et que son



activité diminuait moins vite que prévu. Le besoin d'expériences sur ballon devient évident afin de clarifier les observations de Wulf. La première ascension menée par le physicien autrichien Victor Hess a eu lieu le 28 août 1911 et a été suivie par une série d'autres en 1911 et 1912 [8]. Hess s'aperçoit qu'au-delà de 2 km d'altitude le taux d'ionisation ne cesse d'augmenter, jusqu'à l'altitude maximale atteinte par le ballon de 5200 m. Cela suggère que la source de rayonnement se trouve au-delà de l'atmosphère terrestre [9]. Les résultats de Hess ont été confirmés plus tard par Kolhörster, qui atteint plus de 9200 m [10] : le taux d'ionisation est jusqu'à 10 fois plus important qu'au niveau de la mer. Ces mesures ont permis d'évaluer l'atténuation dans l'air du rayonnement, environ 5 fois plus faible que celles des rayonnements provenant du radium. Ces rayons cosmiques, nommés ainsi par Millikan en 1925 étaient donc particulièrement pénétrants puisqu'ils étaient présents au niveau de la mer, même dans des enceintes fermées. Pour sa "découverte des rayons cosmiques", Victor Hess recevra le prix nobel de physique en 1936.

Des débats à propos de la nature de ces rayons cosmiques (particules chargées ou rayons  $\gamma$ ) ont motivé la communauté, et dans les années 30 une soixantaine de physiciens parcourent le monde pour mesurer les flux des rayons cosmiques à différentes latitudes [11]. La mesure d'une forte diminution du flux à l'équateur fournit une preuve irréfutable qu'en grande partie les rayons cosmiques sont des particules chargées, car ils sont déviés par le champ magnétique terrestre. Aujourd'hui, les rayons cosmiques peuvent être définis comme étant des noyaux chargés stables<sup>1</sup> en provenance du milieu interstellaire et dont l'énergie est supérieure à  $10^9$  eV.

La plupart des études qui ont suivi la découverte des rayons cosmiques utilisaient des détecteurs gazeux, tels que la chambre d'ionisation. Cet instrument mesure entre deux électrodes sous haute tension, le courant induit par les particules ionisant le gaz lors de son passage : c'est le principe du compteur Geiger Müller (ou compteur GM), mis au point en 1928. Dix ans plus tard, le physicien français Pierre Auger, qui avait installé dans les Alpes des compteurs GM, nota l'arrivée simultanée de particules dans ces détecteurs, même si ces derniers étaient distants de plusieurs dizaines de mètres [12]. La fréquence de ces événements cohérents était bien au-delà du taux de coïncidences fortuites attendu. Il venait de découvrir les (grandes) gerbes atmosphériques, créées par l'interaction d'un rayon cosmique avec l'atmosphère. Il s'agit d'une cascade de particules secondaires qui se multiplie par chocs successifs, puis s'atténue progressivement lorsque l'énergie des particules de la gerbe n'est plus suffisante pour l'alimenter. Il faut souligner que des gerbes initiées par des rayons cosmiques ont été également observées en laboratoire à la même période par Bruno Rossi dans une chambre à brouillard [13]. Ce détecteur permet de visualiser à plus petite échelle ce qui se passe dans l'atmosphère.

À partir de là, les rayons cosmiques ont suscité un immense intérêt de la part des chercheurs, car cette source naturelle de rayonnement à haute énergie a ouvert le champ d'investigation des particules sub-nucléaires. Des particules comme le po-

---

<sup>1</sup>Suivant les auteurs, cette définition peut être étendue à des particules non-baryoniques comme l'électron, les neutrinos ou les rayons  $\gamma$ .

sitron (la première particule d'anti-matière) en 1931 et le muon en 1936 sont au fur et à mesure découvertes.

Dans les premières décennies du XX<sup>e</sup> siècle nous avons ainsi vu la naissance de deux sciences nouvelles : la physique des particules et celle des rayons cosmiques. Pendant longtemps l'étude de l'interaction des particules très énergétiques et leur constituants se faisait à travers les rayons cosmiques. Grâce au progrès de la science, l'homme a pu construire des véritables prouesses techniques pour sonder de manière beaucoup plus précise le monde subatomique : les accélérateurs de particules. Il s'agit d'instruments qui utilisent des champs électriques et/ou magnétiques pour accélérer des particules chargées à des vitesses élevées. Cela a permis aux physiciens de particules, qui ne s'intéressaient aux rayons cosmiques que comme source de collision à très haute énergie, de maîtriser en laboratoire certains aspects tels que l'énergie et la masse des particules injectées. Cependant, une partie de la communauté s'est intéressée aux rayons cosmiques en tant que tels, et ont poursuivi la quête de la connaissance de leurs propriétés fondamentales et évidemment de leur origine.

## 1.2 Les gerbes atmosphériques

Au-delà d'environ  $10^{14}$  eV, les rayons cosmiques ne peuvent être précisément caractérisés de façon directe par des instruments embarqués dans des ballons ou des satellites du fait de leur très faible flux : ce sera donc à travers les particules secondaires de la gerbe que l'on essaiera de remonter aux caractéristiques du rayon cosmique primaire (ou tout simplement « primaire »). Comme on le verra dans les paragraphes suivants, cela demande une fine connaissance de certains aspects :

- l'atmosphère, qui jouera le rôle de calorimètre de densité variable en absorbant les particules de la gerbe.
- Les modèles d'interaction hadronique au-delà des énergies testées en laboratoire.
- Les modèles d'interaction rayonnement-matière, notamment en ce qui concerne l'évolution électromagnétique de la gerbe.
- Les distributions spatiales et les empreintes au niveau du sol des particules et des champs électriques associés.

### 1.2.1 Les propriétés essentielles

Après la réaction de spallation du rayon cosmique primaire (un proton par exemple) avec les noyaux de l'atmosphère, des pions neutres et chargés  $\pi^0$  et  $\pi^\pm$  sont instantanément créés. Les pions neutres  $\pi^0$  se désintègrent en deux photons  $\gamma$ , qui à leur tour produisent un électron et un positron par création de paire. Les positrons sont rapidement absorbés dans le milieu alors que les électrons peuvent créer des photons  $\gamma$  par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung). Les  $\gamma$  se désintègrent à leur tour en paires  $e^+ - e^-$ . Il s'agit ici de la composante électromagnétique de la gerbe, qui portera environ 90% de l'énergie du primaire. La cascade hadronique

formée par les pions  $\pi^0$  et  $\pi^\pm$  continue d'augmenter tout en alimentant la partie électromagnétique, jusqu'à ce que les pions chargés atteignent l'énergie telle que la probabilité de se désintégrer en  $\mu^\pm$  est supérieure à la probabilité d'une nouvelle interaction avec le milieu. À partir de ce moment, le nombre de particules dans la gerbe diminue progressivement jusqu'à son extinction [14]. Ce phénomène se complexifie si l'on tient compte des constants changements de densité de l'atmosphère : la probabilité d'interaction d'un pion sera d'autant plus grande qu'il est proche du sol, l'atmosphère y étant plus dense. Finalement on pourra dissocier une gerbe atmosphérique en trois composantes (figure 1.1) : la composante hadronique (noyaux, pions et kaons se situant près de l'axe de la gerbe), la composante muonique (muons et neutrinos), et la composante électromagnétique (électrons, positrons et photons). Les composantes muonique et électromagnétique peuvent s'étaler sur quelques kilomètres autour de l'axe de la gerbe. Ces différentes composantes se développent à des vitesses différentes, et par conséquent atteignent leur maximum de développement et extinction à des profondeurs d'atmosphère différentes.

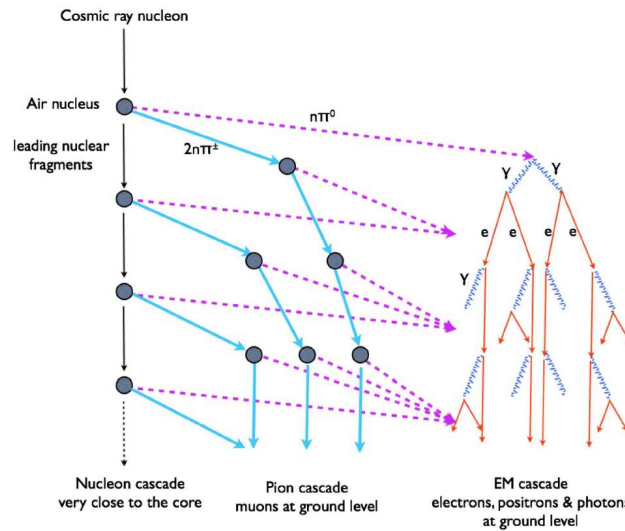


FIG. 1.1: Schéma de l'évolution d'une cascade de particules initiée par un hadron. À chaque étape, environ  $1/3$  de l'énergie est transférée de la composante hadronique vers la composante électromagnétique.

L'ensemble de ces composantes conduisent à un développement de la gerbe atmosphérique dont les caractéristiques importantes sont illustrées par la figure 1.3. Ces caractéristiques sont détaillées dans les sections suivantes dans lesquelles on explicite des possibles paramétrisations et on met en évidence leur dépendance aux propriétés des rayons cosmiques.

La figure 1.2 donne des chiffres indicatifs notamment sur la position du maximum de développement de la composante électromagnétique de la gerbe ( $X_{max}$ ). Si les

chiffres sont à prendre avec précaution car il s'agit d'un article publié en 1971 (notre connaissance sur le phénomène a beaucoup avancé depuis), nous pouvons tout de même garder les grandes lignes. Nous constatons que pour être le plus près possible du maximum de développement de la gerbe  $X_{max}$  il faut se placer à des altitudes différentes suivant l'énergie du primaire que l'on veut mesurer.

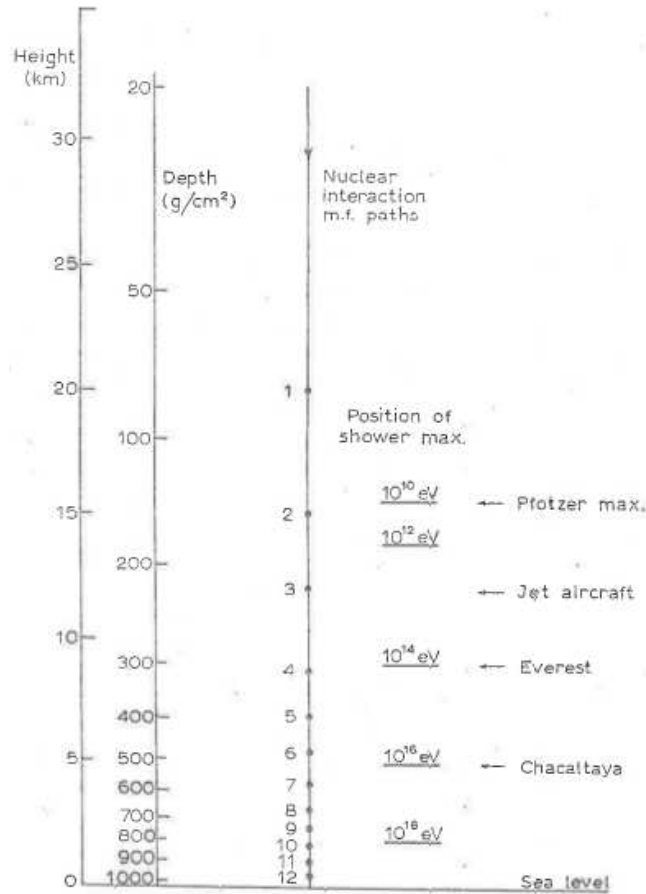


FIG. 1.2: Position du maximum de développement de la gerbe ( $X_{max}$ ) en fonction de l'énergie en eV [15]. Sont également présentées l'altitude, la profondeur d'atmosphère traversée et la longueur d'interaction.

### 1.2.1.1 Le profil longitudinal

Le profil longitudinal traduit cette évolution du nombre de particules le long du développement de la gerbe (figure 1.3). Le modèle simplifié de Heitler [16], appliqué à la composante électromagnétique de la gerbe, peut décrire cette évolution et fournit des observables pour la caractérisation du rayon cosmique primaire. Dans ce modèle, la cascade est formée de particules de même type et de longueur de radiation  $\lambda_r$  ( $\lambda_r = 37 \text{ g/cm}^2$  dans l'air). Ainsi, après la première interaction la cascade sera constituée de deux particules qui partagent l'énergie de la particule primaire, comme

le montre la partie droite de la figure 1.1. La longueur d'interaction vaut  $d = \lambda_r \ln 2$ . Après  $n$  étapes, le nombre de particules est de  $N_n = 2^n$  et leur énergie individuelle vaut  $E_0/N_n$ . Le développement continue jusqu'à ce que l'énergie de chaque particule passe en dessous du seuil où la perte d'énergie par Bremsstrahlung est comparable à la perte d'énergie par ionisation. Cette énergie critique vaut environ  $E_c^\gamma = 80$  MeV ( $8 \times 10^7$  eV) dans l'air. Donc, à travers ce modèle simplifié, Heitler reproduit les propriétés de la composante électromagnétique de la gerbe :

- le nombre de particules au maximum de développement est proportionnel à l'énergie du rayon cosmique primaire :

$$N_{max} = \frac{E_0}{E_c^\gamma}, \quad (1.1)$$

- l'évolution du maximum de développement  $X_{max}$  de la gerbe (mesurée en g/cm<sup>2</sup>) varie de façon logarithmique avec l'énergie :

$$X_{max} = X_0 + \lambda_r \ln \frac{E_0}{E_c^\gamma}, \quad (1.2)$$

avec  $X_0$  la longueur de première interaction, liée à la section efficace du primaire.

Des simulations de gerbes électromagnétiques confirment ces propriétés même si le nombre de particules au  $X_{max}$  est surestimé d'un facteur 2 ou 3 [19, 20]. De plus, le modèle de Heitler prédit un rapport de 2 entre le nombre d'électrons et le nombre de photons  $\gamma$ , alors que des simulations et des mesures donnent un rapport d'environ 1/6. Cette différence peut être due au fait que de multiples photons sont émis par Bremsstrahlung par un unique électron, et que les électrons perdent de l'énergie plus rapidement que les photons.

Bien que les gerbes hadroniques soient plus complexes que les gerbes électromagnétiques, nous pouvons aussi appliquer le modèle de Heitler pour estimer les grandeurs qui paramétrisent la distribution longitudinale de particules ( $N_{max}$ ,  $X_{max}$ ) [21] : un nucléon d'énergie  $E_0$  interagit dans l'atmosphère à la profondeur  $\lambda_N$ . Dans l'interaction il perd une fraction de  $(1 - K_{el})$  de son énergie initiale et génère  $\langle m \rangle$  pions secondaires, dont un tiers sont neutres. Ces derniers se désintègrent en 2  $\gamma$  et alimentent la composante électromagnétique décrite précédemment. Les expressions du nombre total d'électrons au maximum de développement  $N_{max}$  et du  $X_{max}$  pour un proton sont données respectivement par :

$$N_{max}^p = \frac{1}{2} \frac{\langle m \rangle (1 - K_{el}) E_0}{3 \varepsilon_0} \quad (1.3)$$

et

$$X_{max}^p = X_0 \ln \left[ \frac{2(1 - K_{el}) E_0}{(\langle m \rangle / 3) \varepsilon_0} \right] + \lambda_N(E_0) \quad (1.4)$$

A titre d'exemple, pour des valeurs raisonnables des paramètres ci-dessus ( $K_{el} = 0.5$ ,  $\langle m \rangle = 12$ ,  $\lambda_N = 80$  g/cm<sup>2</sup> et  $E_0 = 10^{14}$  eV), nous avons un  $X_{max}$  estimé à 500 g/cm<sup>2</sup> et environ  $8 \times 10^4$  électrons [22]. Nous pouvons dériver de la formule (1.4) l'évolution du  $X_{max}$  pour des noyaux de numéro atomique  $A$  :

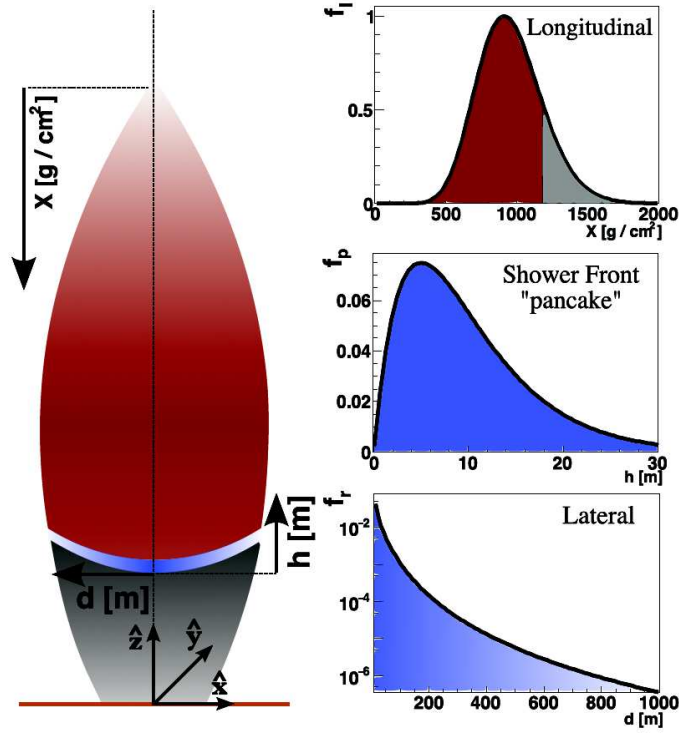


FIG. 1.3: Illustration des principaux paramètres qui décrivent l'histoire de la gerbe [17]. **Profil longitudinal** (en haut, à droite) : évolution du nombre de particules lors du développement de la gerbe en  $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Ce nombre augmente jusqu'à passer par une valeur maximum ( $X_{\text{max}}$ ), puis diminue. Le choix de la position en altitude de l'observateur est crucial pour qu'il observe le  $X_{\text{max}}$ . **Front de particules** : il peut être décrit par une demi-surface sphérique ou parabolique, centrée sur l'axe de la gerbe et dont la densité est variable. Selon des récentes simulations Monte Carlo [18], son épaisseur serait inférieure au mètre près du cœur, et de quelques mètres plus loin de l'axe. **Profil latéral** : évolution (en mètres) de la densité de particules atteignant le sol autour du point d'impact de la gerbe (là où l'intensité est plus grande).

$$X_{\text{max}}^A = X_0 \ln \left[ \frac{2(1 - K_{el})E_0}{A(< m > / 3)\varepsilon_0} \right] + \lambda_N(E_0) = X_{\text{max}}^p - X_0 \ln A \quad (1.5)$$

Les équations ci-dessus démontrent la sensibilité de certains paramètres de la gerbe avec la composition du rayon cosmique primaire. Les gerbes initiées par des noyaux lourds (fer, par exemple) se développent plus tôt dans l'atmosphère que celles initiées par un proton [23]. De même, on s'attend à trouver plus de muons dans une gerbe initiée par un noyau lourd : plus la masse du primaire sera élevée, plus grand sera le nombre de hadrons (qui donnent naissance aux pions chargés, puis à la composante muonique) dans la gerbe. Ainsi, le rapport nombre d'électrons sur nombre de muons  $N_{e^-}/N_\mu$  est une observable essentielle pour distinguer des gerbes de même énergie

générées par des noyaux différents [24].

Il est important de noter que le point de première interaction du primaire avec l'atmosphère est l'une des sources les plus importantes de fluctuation, et donc d'incertitude, dans l'estimation de l'énergie et de la nature du primaire [25]. Comme il s'agit de processus aléatoires comportant un grand nombre de particules, des gerbes initiées par un même primaire avec même énergie auront des  $X_{max}$  et  $N_{max}$  toujours différents. Par conséquent, ce sont les valeurs moyennes des  $X_{max}$  et les largeurs des distributions correspondantes qui seront utilisées comme observables pour l'analyse de la composition chimique des rayons cosmiques.

### 1.2.1.2 Le profil latéral

Les gerbes atmosphériques peuvent être caractérisées par l'intégrale de la distribution latérale des particules (la taille de la gerbe). Cette distribution, qui est directement liée à l'énergie du primaire, est la superposition des distributions des trois composantes mentionnées auparavant (hadronique, muonique et électromagnétique). Les deux premières résultent respectivement du transfert de moment transverse aux hadrons secondaires lors des réactions de spallation, et des désintégrations de mésons tels que les pions et les kaons. Des processus physiques différents contribuent à la distribution latérale de la composante électromagnétique. Nous pouvons citer la production de paire, le rayonnement par Bremsstrahlung, la diffusion Compton et la diffusion Coulombienne. L'étalement latéral de la composante électromagnétique est dû surtout à ces deux derniers processus physiques. La modélisation de distribution latérale la plus employée dans les expériences de détection des rayons cosmiques a été proposée par Nishimura, Kamata et Greisen (NKG) [26]. La paramétrisation ci-dessous tient compte aussi bien de la composante électromagnétique que de la composante hadronique. Elle dépend notamment du stade de développement de la gerbe  $s$  (que l'on nomme parfois « âge ») de la gerbe, et du rayons Molière  $r_M$ .

$$\rho(r, s, N_e) = \frac{C_1 N_e}{2\pi r_M^2} \left( \frac{r}{r_M} \right)^{s-2} \left( 1 + \frac{r}{r_M} \right)^{s-4.5} \left( 1 + C_2 \left( \frac{r}{r_M} \right)^\delta \right) [m^{-2}] \quad (1.6)$$

où il est recommandé d'utiliser  $s = 1.25$ ,  $\delta = 1$  et  $C_2 = 0.088$  pour des gerbes avec  $N_e = 10^6$  particules au niveau du sol.  $C_1(s)$  est un facteur de normalisation qui dépend de l'âge de la gerbe. On remarque que le paramètre d'âge de la gerbe  $s$  dépend du nombre de particules, mais aussi de l'angle zénithal. En effet, plus la gerbe sera inclinée, plus la quantité d'atmosphère traversée sera grande, et par conséquent, nous aurons une densité de particules plus faible au sol pour une même énergie du primaire. Les paramètres de l'équation (1.6) peuvent être modifiés afin de tenir compte de la géométrie du réseau et de l'altitude du site de l'expérience. La figure 1.3 montre l'évolution de la densité de particules autour du point d'impact pour une gerbe verticale. Des précisions supplémentaires sur la relation entre la distribution NKG et l'énergie du primaire seront données par la suite.

Finalement, pour avoir accès à la taille de la gerbe, on intègre la fonction de distribution latérale  $\rho(r, s, N_e)$  sur toute la région d'impact de la gerbe :

$$N = 2\pi \int_0^\infty \rho(r) r dr. \quad (1.7)$$

Pour des gerbes verticales on pourrait s'attendre à avoir une distribution de particules symétrique autour du point d'impact. Or, dû au caractère stochastique du développement de la gerbe, nous observons des fluctuations au niveau des distributions latérales et longitudinales. La présence du champ géomagnétique affecte également la propagation et la trajectoire des particules chargées et contribue d'avantage à cette asymétrie. Cet effet peut affecter, modestement mais malgré de façon significative, l'estimation de l'énergie du primaire et la reconstruction de la direction d'arrivée des événements [27]. Dans le cas des gerbes inclinées, notamment au-delà de  $60^\circ$ , les fluctuations et asymétries sont encore plus prononcées [24].

### 1.2.1.3 La directions d'arrivée et la position du cœur de gerbe

La direction d'arrivée de la gerbe est perpendiculaire au front de particules et est donnée par l'angle zénithal  $\theta$  ( $0^\circ$  au zénith,  $90^\circ$  à l'horizon) et par l'angle azimutal  $\phi$  (souvent pris  $0^\circ$  à l'est, puis positivement dans le sens trigonométrique) [28]. Les angles  $\theta$  et  $\phi$  sont déterminés facilement à partir des temps d'arrivée dans les détecteurs en coïncidence. Nous reviendrons sur le détail de la procédure de reconstruction dans le chapitre 3. L'incertitude associée à la reconstruction en supposant que le front d'onde est un plan peut aller de quelques dixièmes de degré à quelques degrés selon les caractéristiques de la gerbe et des réseaux de détection [29]. Dans des procédures plus raffinées, il est également possible de tenir compte de la courbure du front de particules lors de la reconstruction.

Le cœur de la gerbe est la position géographique où l'axe de la gerbe croise le plan défini par le sol. Cette position peut initialement être choisie à l'endroit où l'on mesure la plus grande densité de particules (barycentre). Néanmoins, nous pouvons améliorer la méthode à travers la distribution de particules NKG simplifiée [30] :

$$\rho^{NKG}(r) = A \exp(-r/B) \quad (1.8)$$

où  $A$  et  $B$  sont les coefficients obtenus par l'ajustement et  $r$  la distance à l'axe de la gerbe. On minimise la quantité suivante :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(\rho^{exp}(r_i) - \rho^{NKG}(r_i))^2}{\sigma_i^2} \quad (1.9)$$

avec

$$r_i = \sqrt{(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2 - ((x_i - x_0) \cdot \sin \theta \cdot \cos \phi + (y_i - y_0) \cdot \sin \theta \cdot \sin \phi)^2} \quad (1.10)$$



où  $n$  est le nombre de détecteurs déclenchés dont les coordonnées sont  $(x_i, y_i)$ ,  $\rho^{exp}(r_i)$  la densité de particules mesurée par le détecteur  $i$ ,  $\sigma_i$  l'incertitude sur la mesure de densité. Le résultat de la minimisation du  $\chi^2$  sera la position du cœur  $(x_0, y_0)$ ,  $A$  la valeur de  $\rho$  extrapolée à l'axe de la gerbe, et  $B$  une grandeur compatible avec l'étalement de la distribution. L'incertitude sur la position du cœur est de quelques dizaines de mètres pour les réseaux de détection actuels.

### 1.2.2 Les principales méthodes de détection

Le but de tous les instruments de détection est de mesurer le plus précisément possible la direction d'arrivée du primaire, son énergie et nature. En ignorant la composante hadronique qui est concentrée tout près de la position du cœur, les composantes électromagnétique et muonique peuvent être détectées sur des kilomètres autour du point d'impact de la gerbe. Or, la détection des rayons cosmiques d'énergie extrême bute surtout sur le fait que des tels événements deviennent de plus en plus rares. Ainsi, pour compenser ce faible nombre d'événements d'ultra haute énergie, les instruments les plus fréquemment utilisés (scintillateurs, cuves Cherenkov, détecteurs de muons) doivent former un réseau couvrant des grandes surfaces. Cette surface est choisie selon le flux de rayons cosmiques que l'on souhaite détecter, c'est-à-dire, la partie du spectre en énergie que l'on veut étudier. À titre d'exemple, un réseau de quelques centaines de  $m^2$  permet, au bout d'une journée, la détection des rayons cosmiques autour d'environ  $10^{15}$  eV. Par contre, avec un réseau d'un kilomètre carré, il faudra attendre en moyenne près d'un siècle pour observer des rayons cosmiques d'énergie supérieure à  $10^{20}$  eV !

#### 1.2.2.1 Les réseaux de détecteurs de particules

La méthode la plus employée pour la détection des gerbes atmosphériques est basée sur l'échantillonnage du disque de particules atteignant le sol. En d'autres mots, nous observons une densité de particules en deux dimensions à un moment donné du développement de la gerbe. Les observables qui doivent être fournies par un détecteur de particules pour la reconstruction de l'événement sont : les temps d'arrivée des particules dans chaque détecteur et la densité de particules. Lors des premières expériences, les réseaux de détecteurs de particules étaient formés par des compteurs Geiger. Aujourd'hui, avec le développement des techniques instrumentales, la plupart des expériences utilisent des scintillateurs [31] ou des cuves Cherenkov [1, 4]. Ces cuves, remplies d'eau ultra pure, sont traversées par les particules des composantes électromagnétique et muonique de la gerbe, et émettent de la lumière visible dû à l'effet Cherenkov. Cette lumière est ensuite collectée par des photomultiplicateurs qui amplifient son intensité et qui finalement la convertissent en courant électrique. Le fonctionnement des scintillateurs ressemble à celui des cuves Cherenkov et sera traité dans le chapitre 3. Du fait de leur géométrie (qui en font des détecteurs volumiques), les cuves ont une plus grande acceptance aux gerbes inclinées que les scintillateurs, même si ces derniers peuvent être déployés

beaucoup plus facilement.

La mesure de la composante électromagnétique de la gerbe par ces détecteurs donne accès à l'énergie du rayon cosmique primaire indépendamment de sa masse. Cependant, les variations intrinsèques de la position du  $X_{max}$  (fluctuations gerbe à gerbe) introduisent une dépendance dans la masse du primaire. Cela implique une extrapolation des modèles existants d'interaction hadronique afin d'avoir une estimation du point de première interaction<sup>2</sup>. Dans le cas des cuves Cherenkov, le rapport nombre d'électrons sur nombre de muons peut nous fournir une première estimation de la nature du primaire. Dans 1.2.1.3 nous avons vu comment, à partir des temps d'arrivée et des densités de particules, on peut reconstruire la direction d'arrivée et l'énergie du primaire. La figure 1.4 montre un exemple d'un événement détecté par un réseau de surface.

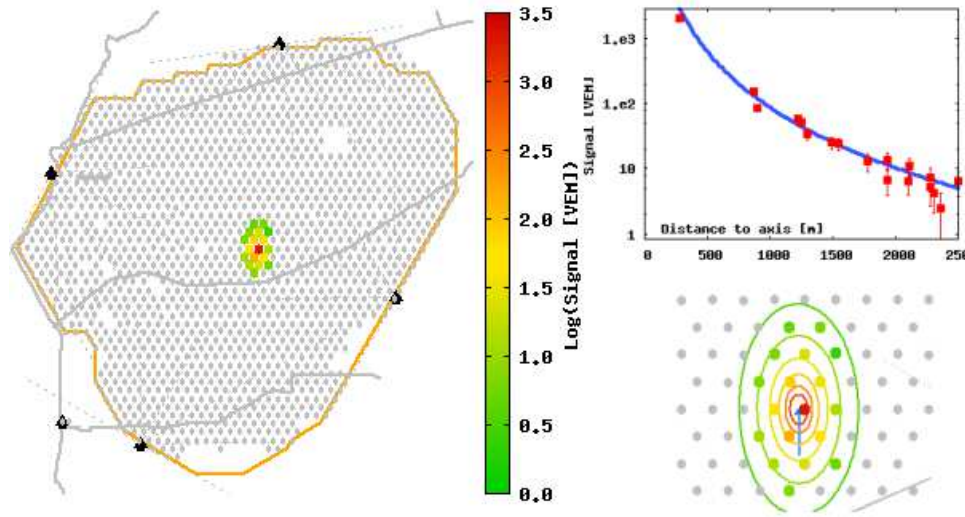


FIG. 1.4: Exemple de détection d'un événement de  $2.8 \times 10^{19}$  eV utilisant un réseau de surface. À gauche : l'ensemble des plus de 1600 cuves Cherenkov (en gris) de l'Observatoire Pierre Auger en Argentine avec les cuves touchées en couleur. À droite en bas : un zoom sur la zone de l'observatoire touchée. À droite en haut : la courbe bleue représente l'ajustement par une fonction LDF (Lateral Distribution Function) des points de mesure (en rouge). Cet événement provient du sud géographique et est incliné de  $55^\circ$  par rapport à la verticale. On note que des cuves Cherenkov situées jusqu'à 2.5 km de l'axe de la gerbe ont observé cet événement.

### 1.2.2.2 Les télescopes à fluorescence

Lors du passage des particules chargées de la gerbe, les molécules de diazote de l'atmosphère sont excitées et émettent des photons de façon isotrope dans plusieurs

<sup>2</sup>L'énergie dans le référentiel du centre de masse lors des premières interactions d'un primaire d'énergie extrême ( $> 10^{18}$  eV) avec l'atmosphère est plusieurs ordres de grandeurs supérieure à celle étudiée en accélérateur actuellement.

bandes spectrales entre 300 et 430 nm. Le nombre de photons émis est proportionnel à l'énergie déposée par les particules de la gerbe dans l'atmosphère. Lors des nuits sans nuages et sans lune, les télescopes à fluorescence peuvent observer ces photons jusqu'à 20 km de l'axe de la gerbe. Le principe de base de leur fonctionnement est le suivant : les photons de longueurs d'onde comprises entre 290 et 410 nm sont transmis vers le télescope à travers un diaphragme et sont collectés par un miroir sphérique qui les focalisent vers une caméra composée de photomultiplicateurs. Cette méthode offre des avantages certains par rapport aux détecteurs de particules :

- elle fournit de l'information sur toute l'histoire de la gerbe, contrairement aux détecteurs de particules, qui n'échantillonnent que la fin du développement.
- Elle donne accès directement au nombre total de particules de la gerbe (mesure calorimétrique). Cela entraîne une connaissance directe de l'énergie de la gerbe et donc de l'énergie du primaire.

Cependant cette méthode possède aussi des inconvénients :

- la fluorescence est très dépendante des conditions climatiques sur le lieu de l'expérience.
- L'atmosphère doit être stable et au minimum être caractérisée en permanence.
- Les télescopes doivent être placés loin des zones urbaines du fait de la pollution lumineuse. Il ne sont opérationnels que lors des nuits dégagées et sans lune, ce qui réduit le cycle utile de mesure à environ 13% dans Auger (contre environ 100% pour les détecteurs de particules).
- L'atmosphère n'est pas un scintillateur parfait et ne transmet pas de manière optimum la lumière de fluorescence. Il y aura donc de la perte d'information entre l'émission et la réception des photons de fluorescence.

La géométrie de la gerbe vue par un télescope à fluorescence est représentée par la figure 1.5 (droite). Elle est définie par un plan qui contient le télescope et l'axe de la gerbe (SDP pour Shower Detector Plane), la distance la plus proche à l'axe  $R_p$ , le temps d'émission à la distance la plus proche  $t_0$ , l'angle  $\chi_0$  dans le plan SDP entre le sol et l'axe de la gerbe, et l'angle  $\chi_i$  dans le plan SDP entre le sol et le vecteur qui relie le détecteur à un endroit donné d'émission  $S_i$  (voir figure). Le temps d'arrivée du signal sur un pixel,  $t_i$ , est donné en fonction des paramètres ci-dessus [33] :

$$t_i = t_0 + \frac{R_p}{c} \tan \left( \frac{\chi_0 - \chi_i}{2} \right) \quad (1.11)$$

Une fois la géométrie définie, la fluorescence est le moyen le plus approprié pour mesurer l'énergie du rayon cosmique primaire. La quantité de lumière émise le long de l'axe de la gerbe est proportionnelle au nombre d'électrons. Nous pouvons paramétrer ce profil longitudinal à l'aide des 4 paramètres de la fonction Gaisser-Hillas qui donne la taille de la gerbe  $N_e$  en fonction de la profondeur atmosphérique  $X$  [34] :

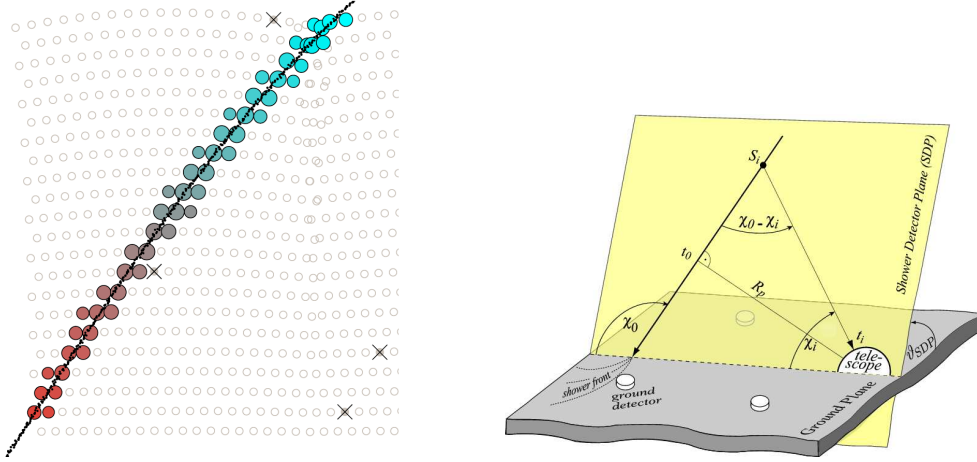


FIG. 1.5: **Gauche** : Trace de la lumière de fluorescence détectée par des télescopes à l'Observatoire Pierre Auger [32]. Les différentes couleurs indiquent que les pixels de la caméra ont été déclenchés à des différents moments. Les croix représentent des pixels également déclenchés mais probablement associés au bruit de fond. **Droite** : Géométrie de détection d'une gerbe par un télescope à fluorescence.

$$N_e(X) = N_{max} \left( \frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{(X_{max} - X_0)/\lambda} \exp^{(X_{max} - X_0)/\lambda} \quad (1.12)$$

avec  $\lambda \approx 70 \text{ g.cm}^{-2}$  la distance moyenne que parcourt les protons entre deux collisions. L'énergie totale de la gerbe est proportionnelle à l'intégrale de cette fonction. Évidemment, l'énergie transportée par les particules neutres, par les collisions de hadrons avec des noyaux (ce qui n'est pas converti en fluorescence) et par les muons, doivent être prises en compte dans l'estimation de l'énergie totale. Cette estimation peut être évaluée par des simulations et varie en fonction des caractéristiques de l'atmosphère, de la nature et l'énergie du primaire et avec le modèle d'interaction utilisé [35]. Les fluctuations sont décroissantes avec l'énergie<sup>3</sup>.

Même si la fluorescence fournit une mesure directe du  $X_{max}$ , la nature du primaire ne peut être donnée événement par événement dû aux fluctuations gerbe à gerbe intrinsèques au phénomène. Il est alors nécessaire de faire des études statistiques (recherche d'une valeur moyenne) et/ou utiliser d'autres observables (rapport nombre d'électrons sur nombre de muons, par exemple).

Il est important de souligner que la précision de la reconstruction des événements est bien meilleure en combinant les données des différents instruments que si l'on utilise séparément les détecteurs de surface (SD) ou de fluorescence (FD). Dans la pratique, un paramètre dit  $S(1000 \text{ m})$  fournit le nombre de muons verticaux

<sup>3</sup>L'incertitude est d'environ 20% à  $10^{18} \text{ eV}$  pour le fer (10% pour le proton) et 12% à  $10^{20} \text{ eV}$  (6% pour le proton).

qui traversent un détecteur situé à 1000 mètres de l'axe de la gerbe. Il s'agit de l'estimateur de l'énergie du primaire pour les détecteurs de particules. Cette valeur a été choisie à 1000 mètres car c'est l'endroit dans le profil latéral où les fluctuations gerbe à gerbe passent par un minimum (sur le site de l'Observatoire Pierre Auger). Pour une énergie donnée, la valeur de  $S(1000\text{ m})$  diminue avec l'angle zénithal dû à l'absorption de la gerbe par l'atmosphère. En supposant un flux isotrope des rayons cosmiques, l'atténuation en fonction de l'angle zénithal est extraite à partir des données par la méthode CIC (Constant Intensity Cut) [36]. Ensuite l'atténuation est ajustée par un polynôme du deuxième degré :

$$CIC(\theta) = a + bx + cx^2 \quad (1.13)$$

avec

$$x = \cos^2 \theta - \cos^2 \langle \theta \rangle \quad (1.14)$$

où  $\langle \theta \rangle \simeq 38^\circ$  est l'angle zénithal moyen pris comme référence. Ainsi, pour chaque événement observé par le réseau de détecteurs de particules, le paramètre  $S_{38}$  est calculé :

$$S_{38} \equiv S_{38}(1000\text{ m}) = \frac{S(1000\text{ m})}{CIC(\theta)}. \quad (1.15)$$

Par exemple, à l'Observatoire Pierre Auger, les résolutions angulaires et en énergie à 1 EeV ( $10^{18}$  eV) sont respectivement de  $0.5^\circ$  et 6% en mode « hybride », alors qu'elles valent  $2.5^\circ$  et 20% si l'on considère uniquement le détecteur de surface. La figure 1.6, montre un exemple de calibration par les télescopes à fluorescence de l'énergie estimée par le réseau de détecteurs de particules à l'Observatoire Pierre Auger.

### 1.2.2.3 Les autres méthodes de détection

Les deux types de détecteurs mentionnés ci-dessus sont les plus couramment employés à ce jour dans les expériences de détection des gerbes atmosphériques : l'Observatoire Pierre Auger dans l'hémisphère sud, et Telescope Array dans l'hémisphère nord. Cependant, il existe d'autres techniques envisageables telles que la détection Cherenkov directe en milieu dense (eau, glace) [38] ou dans l'air [39], la détection acoustique [40], la détection radar [41] ou la détection spatiale [42]. Cette dernière serait une solution pour gagner grandement en surface de détection. Un télescope placé en orbite pourrait observer le développement des gerbes dans l'atmosphère : la lumière de fluorescence étant isotrope, elle peut aussi être observée directement. Le projet EUSO (Extrem Universe Space Observatory) était basé sur cette idée. Avec son champ de vue de  $60^\circ$  et placé sur la Station Spatiale Internationale à 400 km d'altitude, il devait observer une surface de 200 000 km<sup>2</sup>, soit près de 70 fois l'Observatoire Pierre Auger. La grande distance d'observation implique une grande surface de détection mais limite le nombre de photons reçus. Le cycle est

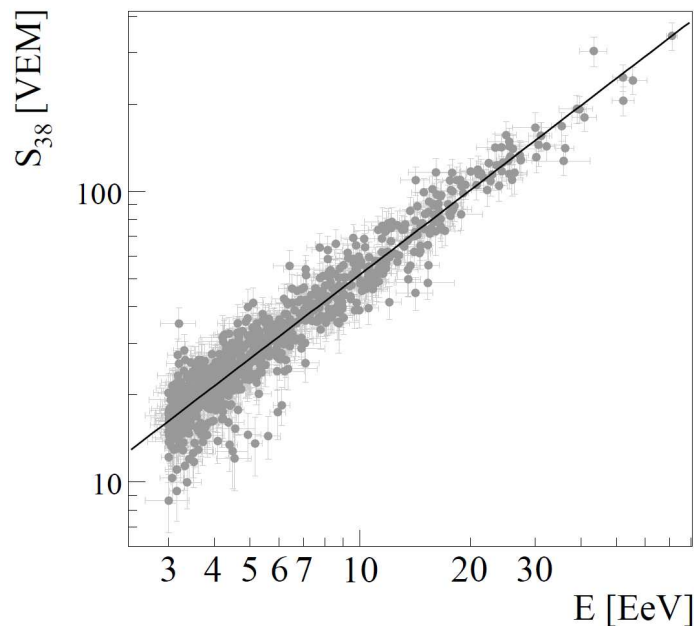


FIG. 1.6: *Corrélation entre la valeur de l'énergie du primaire donnée par les détecteurs de particules en fonction de valeur donnée par les détecteurs de fluorescence pour 839 événements à l'Observatoire Pierre Auger [37].*

du même ordre de grandeur que celui des télescopes à fluorescence actuels ( $\sim 10\%$ ) [5]. Malheureusement le projet a été abandonné dû, entre autres, à des contraintes financières. Le projet JEM-EUSO [43], qui s'inscrit dans la continuité de EUSO, est néanmoins toujours d'actualité et pourrait être installé sur le module japonais JEM de l'ISS dès 2017.

#### 1.2.2.4 La radio détection

L'objectif principal de toutes ces techniques est de remonter aux caractéristiques du primaire (direction d'arrivée, nature et énergie). Elles diffèrent en ce qui concerne les observables fournies et les incertitudes respectives. Parmi les techniques mentionnées ci-dessus, l'émission radio par les particules chargées de la gerbe a été volontairement passée sous silence jusqu'ici car elle constitue le cœur de ce manuscrit et sera finement explorée dans les chapitres suivants. Avant cela, nous allons clore ce chapitre introductif avec les principales questions qui font débat au sein de la communauté, notamment sur des aspects liés à l'astrophysique des rayons cosmiques.

### 1.3 Les enjeux scientifiques actuels

Même si depuis leur découverte au début du siècle dernier les rayons cosmiques ont fait et font toujours l'objet d'études approfondies, l'origine de ces particules reste

toujours inconnue. Ces astroparticules, assez énergétiques pour atteindre la Terre, témoignent des phénomènes les plus cataclysmiques dans l'univers. Elles constituent alors un outil privilégié pour étudier les accélérateurs cosmiques. Leur propagation dans l'univers est conditionnée par les densités de matière qu'elles traversent et par les champs magnétiques auxquels elles sont soumises. L'étude des rayons cosmiques peut donc apporter des informations sur l'environnement cosmique. De plus, leur composition chimique, modulée par ces effets de propagation, reflète les processus de nucléosynthèse remontant à leur origine et peut permettre de dater les objets astrophysiques [44]. Cette section donne un aperçu de l'état de l'art actuel du domaine.

### 1.3.1 Le spectre en énergie

Le spectre en énergie des rayons cosmiques peut être décrit par la loi en puissance suivante :

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha} \quad (1.16)$$

où  $\alpha$  est l'indice qui varie selon l'endroit où l'on se place sur le spectre, souvent proche de 3. Bien qu'il démarre au MeV ( $10^6$  eV), nous allons nous intéresser dans ce manuscrit à la partie « haute énergie » du spectre, c'est à dire, au-delà de  $10^{15}$  eV, où une détection indirecte via le phénomène de gerbe atmosphérique est imposé à cause du faible flux. La figure 1.7 (gauche) montre le flux différentiel des rayons cosmiques au-delà de  $10^8$  eV établi par les principales expériences menées dans le monde lors des dernières décennies.

Même ayant une remarquable régularité, ce spectre possède des changements d'indice, dont les origines ne sont pas complètement comprises. Il s'agit du « genou » à  $\sim 5 \times 10^{15}$  eV où l'indice spectral  $\alpha$  passe de  $\sim 2.7$  à  $\sim 3.1$  et de la « cheville » à  $\sim 5 \times 10^{18}$  eV où  $\alpha$  passe de nouveau à  $\sim 2.7$  [47]. Le genou pourrait être le résultat d'un effet de confinement galactique où les protons, puis les noyaux, commencent à avoir suffisamment d'énergie pour quitter la galaxie [48]. Cela entraînerait un alourdissement de la composition dans cette région, difficile à mettre en évidence étant donné les importantes fluctuations gerbe à gerbe aux énergies mises en jeu. Le manque de sources dans la galaxie capables d'accélérer les particules à des grandes énergies pourrait être autre explication.

Dans des modèles de composition mixte ou dominés par des noyaux de fer, la cheville indique le début de la transition de l'origine galactique vers extra-galactique des rayons cosmiques [49]. Même si cette explication à la formation de la cheville est encore celle admise par la plupart de la communauté, d'autres modèles existent. Dans des modèles dominés par des protons, la cheville est le résultat de la perte d'énergie de ces derniers par production de paires électron-positron lors des interactions avec le fond diffus cosmologique [50]. Ainsi, le choix des modèles qui décrivent le mieux la formation du genou, de la cheville et même au-delà, est fortement contraint par la connaissance de la composition à ces énergies.

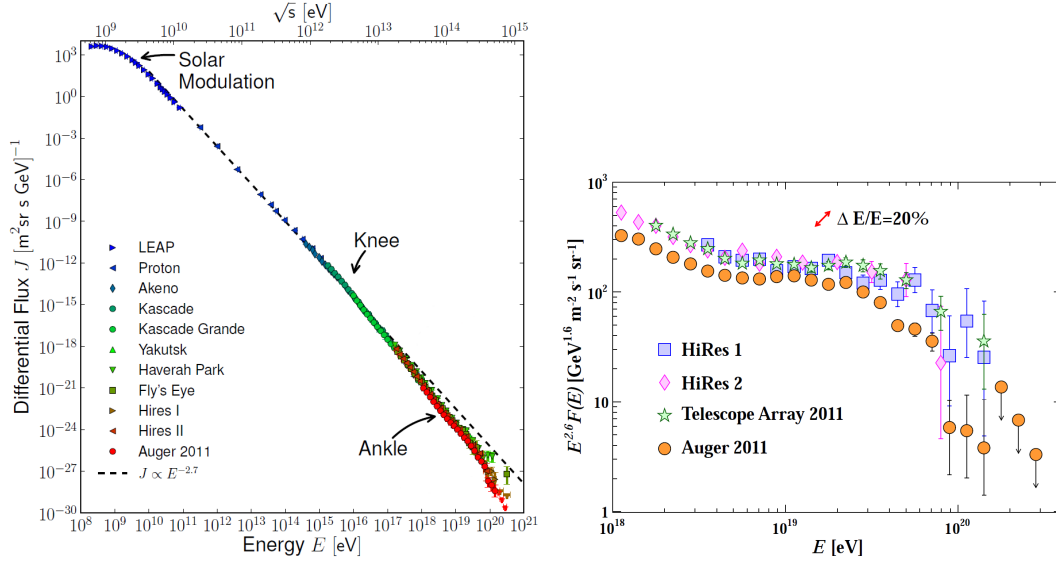


FIG. 1.7: **Gauche** : Spectre différentiel des rayons cosmiques selon les principales expériences lors des dernières décennies [45]. **Droite** : Zoom sur la fin du spectre. Sur toutes les expériences l'effondrement du flux est mis en évidence [46].

### 1.3.1.1 Les interactions à ultra haute énergie et l'effondrement du flux

Dans le milieu intergalactique, les rayons cosmiques interagissent essentiellement avec le fond diffus cosmologique (CMB pour Cosmic Microwave Background) à 2.7 K [51], ce qui correspond à une énergie thermique d'environ  $2.5 \times 10^{-4}$  eV. Ce fond diffus rayonne comme un corps noir parfait. Il existe deux processus principaux responsables de la perte d'énergie des protons lors de l'interaction avec le CMB : la production de pions :

$$p + \gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow n + \pi^+ \quad (1.17)$$

$$p + \gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow p + \pi^0 \quad (1.18)$$

et la production de paire  $e^+e^-$  (Bethe-Heitler)

$$p + \gamma \rightarrow p + e^+ + e^- \quad (1.19)$$

Dans le cas de la production de pions et pour une collision frontale, la réaction est possible lorsque l'énergie du proton est supérieure à

$$E_p = \frac{m_\pi}{4\varepsilon} (2m_p + m_\pi) \simeq 6 \times 10^{19} \text{ eV} \quad (1.20)$$

où  $\varepsilon$  est l'énergie moyenne du photon du fond diffus,  $m_p$  et  $m_\pi$  les masses respectives des protons et pions. Le proton perdra en moyenne 20% de son énergie à chaque



interaction [52]. Au-delà de  $6 \times 10^{19}$  eV le libre parcours moyen des protons est de 10 Mpc.

En ce qui concerne la production de paire  $e^+e^-$ , le seuil de production est beaucoup plus bas car seulement deux masses d'électrons doivent être ajoutées à celle du proton dans le centre de masse pour que la réaction soit possible. Pour des collisions frontales le seuil est à environ  $4 \times 10^{17}$  eV.

Les noyaux subissent, comme les nucléons, les interactions de production de paire et de photo-production de pions. Cependant, l'interaction dominante aux énergies extrêmes est la photo-désintégration. Celle-ci consiste en l'absorption d'un photon<sup>4</sup>, générant un état instable, suivie par l'émission rapide d'un ou plusieurs nucléons. Il est important de souligner que les noyaux dont le nombre de nucléons est  $< 20$  ne peuvent parcourir plus que quelques dizaines de Mpc sans se désintégrer. Cela implique que si des noyaux lourds sont présents aux énergies ultimes du spectre, il s'agirait essentiellement de noyaux de fer [53].

La conséquence de cette perte d'énergie selon le mécanisme de production de pions est connue comme la coupure GZK, proposée indépendamment par Greisen [54], puis par Zatsepin et Kuzmin [55] en 1966, qui prédit un effondrement du flux des rayons cosmiques au-delà d'environ  $6 \times 10^{19}$  eV. Cela impose un « horizon GZK » [49] dans lequel les sources astrophysiques doivent produire les rayons cosmiques : au-delà d'environ 100 Mpc<sup>5</sup>, les rayons cosmiques auront suffisamment de temps pour interagir et leur énergie passera en dessous du seuil d'interaction avec le CMB (figure 1.8).

Ainsi, la détection des rayons cosmiques au-delà de  $10^{20}$  eV, suggérerait que la source se trouve à moins de 100 Mpc de nous, c'est à dire, à l'intérieur ou dans le voisinage proche du Superamas Local.

À ce jour, les expériences menées dans les hémisphères sud [56] et nord [57] indiquent sans ambiguïté un changement d'indice dans le spectre des rayons cosmiques compatible avec celui prédit par Greisen, Zatsepin et Kuzmin (figure 1.7 droite). Cependant, et comme on le verra par la suite, il y a encore des controverses en ce qui concerne la nature du rayon cosmique primaire au-delà de la coupure GZK [58].

### 1.3.2 La composition des rayons cosmiques

La composition chimique est une des pièces clés pour la compréhension de l'origine des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Pour des énergies allant de  $10^6$  eV jusqu'à environ  $10^{14}$  eV,  $\sim 79\%$  des particules sont des protons,  $\sim 15\%$  sont des noyaux d'hélium et  $\sim 1\%$  de noyaux plus lourds [46]. La figure 1.9 montre les espèces les plus abondantes mesurées par les principales expériences.

Actuellement, le meilleur estimateur de la composition des rayons cosmiques d'ultra haute énergie est la valeur moyenne du point de développement maximum de la gerbe  $\langle X_{max} \rangle$  (et le RMS associé). En pratique, les valeurs de  $X_{max}$  observées

<sup>4</sup>Généralement il s'agit d'un photon du fond diffus infrarouge.

<sup>5</sup>1 parsec (pc) = 3.26 années-lumière =  $3.08 \times 10^{16}$  m

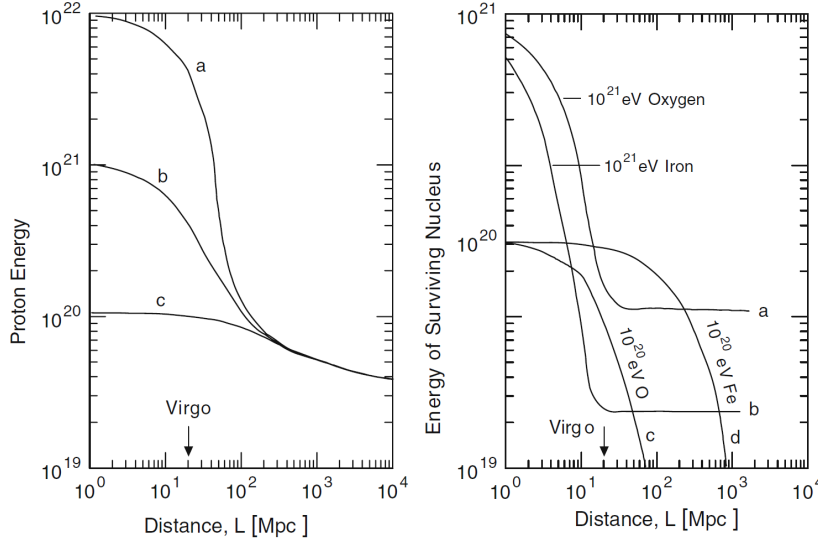


FIG. 1.8: **Gauche** : Évolution de l'énergie moyenne des protons dû à l'interaction avec le CMB en fonction de la distance de la source en Mpc pour des différentes énergies initiales (a, b et c). La distance entre nous et l'amas de la Vierge est représentée par une flèche. **Droite** : Évolution de l'énergie des noyaux d'oxygène et de fer dû à la photo-désintégration en fonction de la distance de la source [24].

sont comparées avec des simulations de gerbe Monte Carlo, ce qui implique des extrapolations des modèles actuels d'interaction hadronique.

Autour du genou, par contre, le paramètre qui sert à discriminer la nature du primaire est le rapport nombre de muons sur nombre d'électrons, qui croît avec la masse du primaire. L'étude de ce rapport entre genou et juste avant la cheville ( $\sim 10^{18}$  eV) suggère que la composition des primaires est dominée par des noyaux lourds [59, 60], ce qui pourrait confirmer que le genou est créé par un effet de rigidité<sup>6</sup> dû à la limite d'accélération des sources dans la galaxie et/ou un confinement dans le champ magnétique galactique. Juste avant la cheville, qui pourrait signaler la fameuse transition d'origine galactique vers extra-galactique, la tendance semble s'inverser et nous avons de nouveau des primaires compatibles avec des noyaux légers. L'évolution de la composition avec l'énergie du primaire est représentée par la figure 1.10 (gauche). Dans une étude récente publiée par la collaboration KASCADE-Grande [61], un changement d'indice dans le spectre compatible avec des noyaux légers pourrait même indiquer que la transition galactique vers extra-galactique a lieu à des énergies plus basses ( $\sim 10^{17}$  eV).

Cette tendance à observer des éléments légers était attendue également pour les rayons cosmiques « trans-GZK » (dont l'énergie dépasse  $4 \times 10^{19}$  eV) du fait de leur abondance dans les sites d'accélération. Or, les résultats de l'Observatoire Pierre Auger concernant la composition à ultra haute énergie relancent le débat : un

<sup>6</sup>La rigidité est définie comme étant le rapport entre l'impulsion de la particule  $p$  et sa charge  $Z$ .

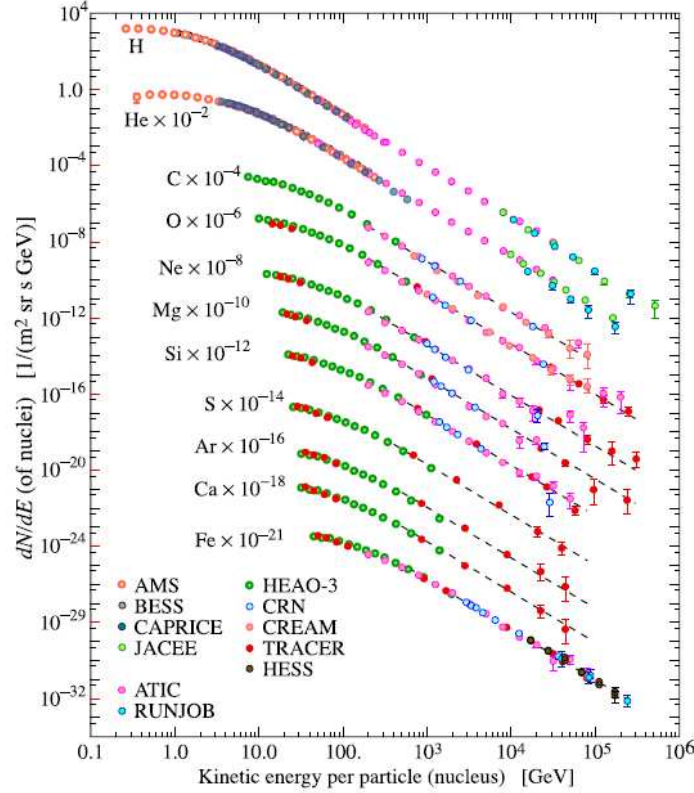


FIG. 1.9: Flux des rayons des rayons cosmiques en fonction de l'énergie par nucléon [46]. L'échelle des noyaux a été modifiée pour des questions de visibilité graphique.

surprenant alourdissement de la composition est observé dans les  $\langle X_{max} \rangle$  (figure 1.10 de droite) et les RMS de  $\langle X_{max} \rangle$  au-delà de  $4 \times 10^{19}$  eV.

Ce résultat n'était pas cohérent avec ceux des expériences menées dans l'hémisphère nord qui semblent favoriser des protons [63]. De plus, les indices d'anisotropie dans les directions d'arrivée observées dans les données Auger [64] suggéreraient des primaires plutôt légers : si la source est extra-galactique, la trajectoire de ces noyaux lourds serait déviée par les champs magnétiques et par conséquent, leur distribution serait isotrope.

Même si l'étude de la composition au-delà de  $10^{19}$  eV n'est pas comprise en détail, il est évident qu'il ne s'agit ni de photons, ni de neutrinos [65]. Une limite dans le flux de gerbes initiées par des photons contraint fortement des modèles exotiques comme les « défauts topologiques », qui en plus, prédisent une distribution isotrope dans les directions d'arrivée.

La compréhension de la composition des rayons cosmiques d'ultra haute énergie a été profondément modifiée après les résultats de l'expérience Pierre Auger. Cela remet en question des points fondamentaux de l'état de l'art du domaine. Si un alourdissement de la composition à ultra haute énergie est en effet observé, la coupure dite « GZK » pourrait indiquer tout simplement une limite d'accélération

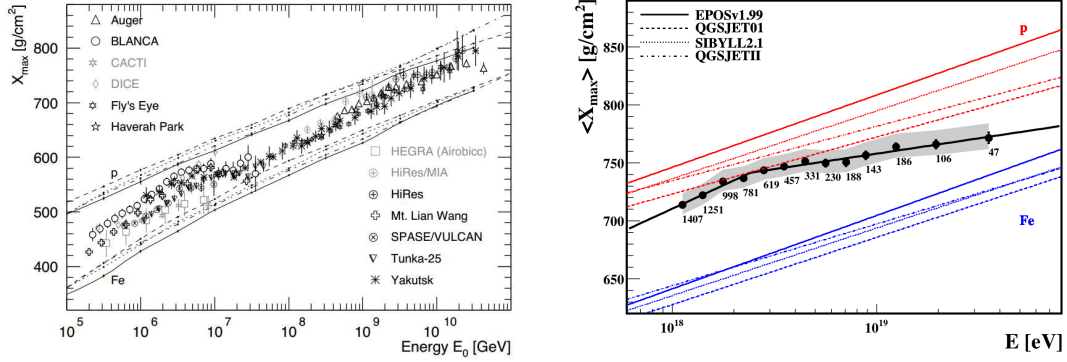


FIG. 1.10: **Gauche** : Évolution du  $\langle X_{max} \rangle$  (qui est sensible à la nature du primaire) en fonction de l'énergie du primaire en GeV ( $10^9$  eV) pour les principales expériences de détection de rayons cosmiques [60]. Les lignes représentent correspondent aux valeurs attendues par les modèles d'interaction hadronique. On observe clairement un changement de la composition avec l'énergie du primaire. **Droite** :  $\langle X_{max} \rangle$  en fonction de l'énergie du primaire pour les données Auger (cercles noirs) d'énergie extrême. Les données sont comparées aux prédictions des modèles d'interaction hadronique pour le proton (rouge) et le fer (bleu). Le nombre d'événements par bin ainsi que les incertitudes correspondantes sont également indiquées. On observe clairement un alourdissement de composition dans ce lot de données, au-delà de  $10^{19}$  eV [62].

des sources (qui par coïncidence se trouve à la même énergie que la coupure GZK !), car les calculs initiaux de l'endroit du spectre où l'on observerait la coupure étaient établis pour des protons, et non pas pour des noyaux lourds. Cela amène à se poser des questions supplémentaires : quel type d'objet extra-galactique produirait des noyaux lourds, et comment peuvent-ils les accélérer à des telles énergies ? Sinon, serait-ce au sein de la voie lactée qu'ils sont créés [66] ? Le fait que les deux expériences (Auger et HiRes) ne voient pas la même portion de ciel (elles se situent dans des hémisphères différents) joue un rôle dans l'exposition aux sources, et donc sur la nature du primaire ?

On voit, et on le verra davantage par la suite, que les questions concernant la nature du primaire, les sources astrophysiques, et les différents changements d'indice dans le spectre sont connectées et ne peuvent être traitées séparément, ce qui rend plus complexe la compréhension globale du système.

### 1.3.3 Les sources astrophysiques

La recherche des sources et des processus physiques d'accélération correspondants est le point de départ dans l'étude des rayons cosmiques. Elles diffèrent selon l'endroit du spectre en énergie où l'on se place et sur la nature du primaire auquel on s'intéresse. Entre le genou et la cheville ( $\sim 5 \times 10^{15}$  à  $\sim 5 \times 10^{18}$  eV) on pense que

les particules ont une origine galactique car leur rayon de Larmor  $r_L = E/ZeB$  est bien inférieur aux dimensions du disque galactique. Au-delà, les particules auront suffisamment d'énergie pour quitter leur propre galaxie, motivant ainsi la recherche de sources extra-galactiques. En première approximation, l'énergie maximale qu'il peut acquérir un rayon cosmique est donnée par le critère de Hillas [67] :

$$E_{max} = \gamma ZeB\ell \quad (1.21)$$

où  $\gamma$  est le facteur de gain dans le transport par le champ magnétique  $B$ ,  $Ze$  la charge de la particule et  $\ell$  la taille du site d'accélération. Ce maximum d'énergie accessible dépend également de détails de la région d'accélération comme le temps d'accélération, le temps d'échappement des particules de la région d'accélération et le durée de vie de la source [68]. La figure 1.11 représente le diagramme de Hillas où les candidats source sont placés en fonction de leur dimensions et intensité de champ magnétique :

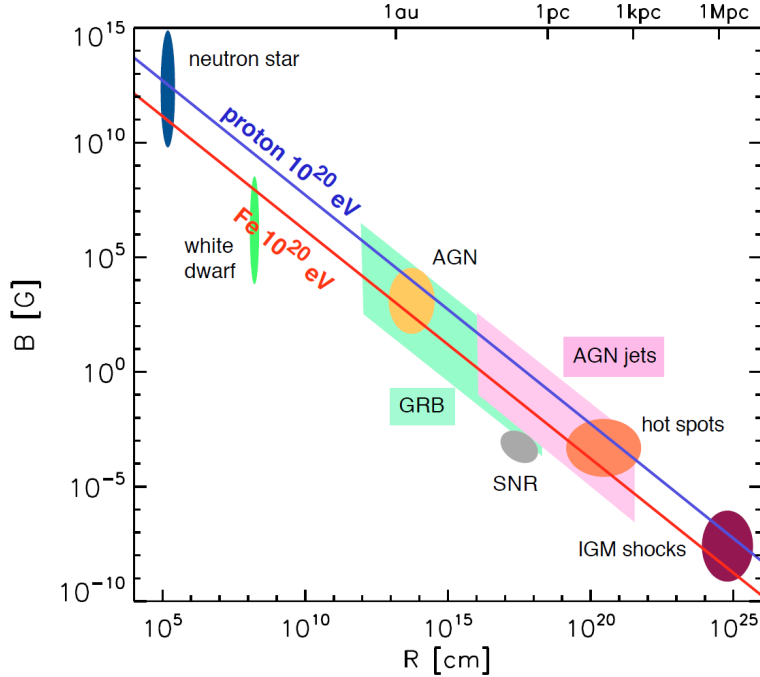


FIG. 1.11: Tailles et champs magnétiques des candidats potentiels à source de protons et noyaux de fer d'ultra haute énergie [53]. La ligne rouge délimite la région où un noyau de fer peut être accéléré jusqu'à  $10^{20}$  eV. La ligne bleue représente la même relation, mais pour un proton de même énergie.

Parmi les principaux candidats, se trouvent les radio galaxies, les noyaux actifs de galaxie (AGN), les sursauts gamma (GRB), les chocs d'accrétion des grandes structures et les pulsars. Les caractéristiques de ces objets sont décrites dans [22]. Chacun de ces sites a ses propres dimensions et mécanismes d'accélération. Les mécanismes les plus cités dans la littérature sont les accélérations de Fermi où les

particules gagnent de l'énergie après avoir subi des collisions successives dans un milieu magnétisé. Dans [69], des différents mécanismes d'accélération sont détaillés.

#### 1.3.4 La recherche d'anisotropies

Au-delà de  $\sim 6 \times 10^{19}$  eV, la distance que les rayons cosmiques peuvent parcourir est limitée par les pertes d'énergie sur le fond diffus cosmologique. Ainsi, leurs sources ne devraient pas être situées à plus de quelques centaines de Mpc. Au-dessus d'une certaine énergie, on pourrait imaginer que les rayons cosmiques sont peu affectés par les champs magnétiques galactiques et extra-galactiques, et empruntent des trajectoires balistiques. Ainsi, une corrélation existerait entre la direction d'arrivée reconstruite de l'événement et la position de la source dans le ciel. Le premier pas pour mettre en évidence cette corrélation est de s'assurer que la distribution des événements les plus énergétiques est bien anisotrope, pour des raisons que nous venons de mentionner. Les résultats de l'Observatoire Pierre Auger semblent confirmer cette hypothèse (il y a bien des directions d'arrivée privilégiées, indépendamment d'une quelconque corrélation avec des objets astrophysiques). Ensuite, cette anisotropie est étudiée en mesurant la corrélation entre les directions d'arrivée et des catalogues de sources. Suite aux résultats non concluants des expériences AGASA et HiRes [70], ce sont finalement les données de l'Observatoire Pierre Auger en 2007 qui mettent en évidence les premières corrélations entre les directions d'arrivée et un catalogue d'AGNs se trouvant à moins de 75 Mpc de nous [71]. Dans cette analyse, certains paramètres ont une influence notable dans le résultat :

- la distance limite  $D_{max}$  au-delà de laquelle les objets astrophysiques ne sont plus pris en compte dans l'analyse. Si cette distance est trop grande, les sources seront distribuées de plus en plus « isotropiquement » dans le ciel. Ainsi, chaque événement sera corrélé à une source. La coupure GZK implique qu'une telle distance maximum doit exister.
- La distance angulaire  $\psi$  entre la direction d'arrivée reconstruite et la position de la source. Même les rayons cosmiques d'énergie extrême sont déviés par les champs magnétiques et la résolution des détecteurs est elle aussi limitée.
- La plus petite énergie  $E_{th}$  au-dessus de laquelle le rayon cosmique doit pointer vers sa source.

La collaboration Pierre Auger a proposé les valeurs suivantes pour les paramètres ci-dessus :

$$D_{max} = 75 \text{ Mpc}, \quad \psi = 3.1^\circ, \quad E_{th} = 5.5 \times 10^{19} \text{ eV} \quad (1.22)$$

Dans un lot initial de données de 69 événements, 55 ont passé les critères en énergie et en distance angulaire, et 318 AGNs plus proches que  $D_{max}$  ont été choisis pour l'analyse. A partir de ces 55 événements,  $(38^{+7}_{-6})\%$  sont corrélés avec des AGNs<sup>7</sup> alors

<sup>7</sup>Ce taux était estimé auparavant à  $(69^{+11}_{-13})\%$  [72]

que seulement 21% étaient attendus pour une distribution isotrope dans les directions d'arrivée. La plus récente analyse disponible donne une fraction de corrélation de  $(33^{+5}_{-5})\%$  [73].

La collaboration HiRes a analysé leur lot de données en utilisant les mêmes coupures que celles proposées par Auger [74]. D'un total de 13 événements, 2 sont corrélés avec des AGNs, ce qui est en accord avec une distribution isotrope et donc en désaccord avec Auger. La figure 1.12 montre les directions d'arrivée pour les événements Auger et HiRes, ainsi que les sources potentielles. On remarque une notable accumulation d'événements autour de la radio-galaxie Centaurus A (NGC 5128), qui se situe à « seulement »  $\sim 3.8$  Mpc. Nous trouvons 12 événements dans une distance angulaire de  $13^\circ$  autour de son centre, alors que 1.7 événements étaient attendus pour une distribution isotrope. Centaurus A est le plus proche AGN.

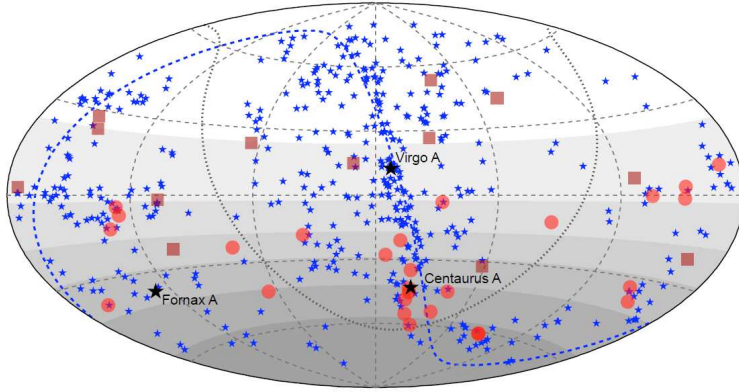


FIG. 1.12: Directions d'arrivée des rayons cosmiques en coordonnées équatoriales au-delà de  $5.5 \times 10^{19}$  eV observés par l'Observatoire Pierre Auger (cercles) [72] et par le détecteur HiRes (carrés) [74]. Les étoiles représentent la position des AGNs dans un rayon de 75 Mpc à partir des catalogues Veron et Veron-Cetty [75]. Les différents niveaux de gris indiquent l'exposition du ciel vu par Auger. La ligne pointillée en bleu représente le plan supergalactique et montre que les AGNs suivent la distribution de masse de l'Univers local. Figure prise de [76].

Une explication à ce faible pourcentage d'anisotropie globale pourrait être la nature de la source. Le retard introduit par les champs magnétiques extra-galactiques d'intensité moyenne  $B$  et de longueur de cohérence  $\lambda_B$  sur une particule de charge électrique  $Z$  et d'énergie  $E$  sur une distance  $D$  est de

$$\delta t \simeq 2.3 \times 10^2 \text{ans} Z^2 \left( \frac{D}{10 \text{Mpc}} \right)^2 \left( \frac{\lambda_B}{0.1 \text{Mpc}} \right) \left( \frac{E}{10^{20} \text{eV}} \right)^{-2} \left( \frac{B}{10^{-9} \text{G}} \right)^2 \quad (1.23)$$

selon [77]. Pour des sources transitoires comme les sursauts gamma, pulsars ou AGNs la durée de l'activité est  $\ll \delta t$ . Ce retard est alors suffisant pour effacer quelque coïncidence temporelle entre les rayons cosmiques et leurs sources [78].

Comme il a été rappelé précédemment, l’observation d’anisotropies et la nature des rayons cosmiques d’ultra haute énergie sont intimement liées. Si, dans un horizon de 100 Mpc des protons à  $10^{20}$  eV sont peu affectés par les champs magnétiques galactiques et extra-galactiques, ce n’est pas le cas pour des noyaux lourds, qui seront d’autant plus déviés que leur charge sera élevée.

Les résultats de l’expérience Auger semblent indiquer un alourdissement de la composition des rayons cosmiques d’ultra haute énergie. Cela impliquerait que seules les sources très proches ou internes à la voie lactée peuvent produire des corrélations [66].

De même, les intensités et distributions des champs magnétiques galactiques et surtout extra-galactiques, ne sont pas bien connues [79]. Les déviations attendues dans les modèles actuels pourraient être beaucoup plus importantes dans le cas d’une sous-estimation de ces champs, et une astronomie « particule » serait ainsi impossible.

L’augmentation de la statistique dans les données Auger nous aidera à conclure sur la présence ou non de corrélation des événements avec les objets astrophysiques.

## 1.4 Conclusions

Ce chapitre résume l’état de l’art de notre connaissance et de l’observation des rayons cosmiques en ce qui concerne la partie haute énergie de son spectre. Nous avons vu que les résultats des différentes expériences ne sont pas toujours en accord : même si l’Observatoire Pierre Auger bénéficie d’un certain avantage du fait de sa grande statistique, la nature du primaire et la corrélation avec les sources astrophysiques sont encore des sujets qui font débat au sein de la communauté. Le seul point en accord entre les expériences menées dans les deux hémisphères serait l’observation d’une coupure aux énergies extrêmes, prédite dans les années 60 par Greisen, Zatsepin et Kuzmin. Néanmoins, la cause exacte de cette coupure (interaction des protons avec le CMB ou limite d’accélération des sources) n’est toujours pas connue.

Du côté des techniques de détection, on a vu qu’au-delà de  $10^{15}$  eV il n’est plus possible d’observer les rayons cosmiques directement. Ce sera donc à travers les particules secondaires des gerbes atmosphériques que l’on caractérisera le rayon cosmique primaire. Les différentes techniques ont évolué au fil du temps et ont permis une avancée considérable du niveau de connaissance du domaine. Cela n’exclut évidemment pas l’amélioration des instruments de détection, d’autant plus que les questions fondamentales sur les rayons cosmiques sont encore nombreuses. Actuellement, et indépendamment de l’expérience, deux points semblent être de grande importance :

- la reconstruction de la masse du primaire événement par événement,
- l’augmentation de la statistique à ultra haute énergie ( $> 10^{19}$  eV).

La reconstruction de la masse événement par événement pourrait être faite dans les cuves Cherenkov (comme celles employées à Auger) grâce à une meilleure sé-



paration entre les composantes muonique et électromagnétique. Une électronique plus rapide et une augmentation du gain des photomultiplicateurs pourraient être la solution. De même, les temps de montée des signaux et la forme de la distribution latérale des événements (toujours avec les cuves Cherenkov) peuvent donner des indices sur la position du  $X_{max}$ , et donc sur la nature du primaire. Une autre alternative serait la mise en place de détecteurs de muons sous les cuves, des chambres à plaques résistives (RPCs), couramment utilisés en physique des particules. En ce qui concerne les télescopes à fluorescence, des pixels peuvent être rajoutés sur la partie supérieure des télescopes afin d'augmenter leur couverture de  $30^\circ$  (actuellement dans le cas d'Auger) à  $60^\circ$  en élévation.

Pour l'augmentation de la statistique à ultra haute énergie, deux solutions peuvent être apportées : soit augmenter l'espacement entre deux détecteurs, soit augmenter le réseau avec un nombre plus important de détecteurs. Étant donné que pour avoir des coïncidences entre plusieurs détecteurs cet espacement ne peut être trop grand, la solution serait, dans tous les cas, d'augmenter la taille du réseau. On estime qu'un réseau couvrant quelques dizaines de milliers de  $\text{km}^2$  pourrait apporter suffisamment de données pour répondre de façon définitive aux questions fondamentales concernant notamment la masse et l'origine des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. C'est exactement là que la radio-détection, citée brièvement dans ce chapitre, peut avoir sa place. Les antennes qui mesurent le champ électrique associé au passage de la gerbe prétendent être bien moins coûteuses que les instruments actuels, tout en conservant dans le signal toute la richesse des informations renseignant sur la nature et l'énergie du rayon cosmique primaire. Les détails sur la théorie de l'émission radio et sur l'instrument de détection seront exposés dans les chapitres suivants.

# La radio-détection des gerbes atmosphériques

---

## Sommaire

<b>2.1</b>	<b>Considérations théoriques et travaux pionniers . . . . .</b>	<b>32</b>
<b>2.2</b>	<b>Les modèles actuels d'émission radio . . . . .</b>	<b>34</b>
2.2.1	L'approche macroscopique . . . . .	34
2.2.2	Approche microscopique . . . . .	34
2.2.3	La convergence récente des modèles . . . . .	37
<b>2.3</b>	<b>La polarisation du signal radio . . . . .</b>	<b>37</b>
<b>2.4</b>	<b>Une corrélation avec l'énergie du rayon cosmique . . . . .</b>	<b>39</b>
<b>2.5</b>	<b>La sensibilité à la nature du primaire . . . . .</b>	<b>40</b>
2.5.1	Le profil latéral du champ électrique . . . . .	41
2.5.2	Le rayon de courbure . . . . .	41
2.5.3	La dépendance du spectre en fréquence . . . . .	41
2.5.4	La radiation synchrotron et la production d'un anneau Cherenkov . . . . .	42
<b>2.6</b>	<b>Les expériences de radio-détection des rayons cosmiques . .</b>	<b>43</b>
2.6.1	Les expériences historiques . . . . .	43
2.6.2	Les précurseurs . . . . .	43
2.6.3	Les démonstrateurs sur instruments . . . . .	44
2.6.4	LOFAR, un cas particulier . . . . .	45
2.6.5	Les expériences sur les gerbes initiées par des neutrinos . . .	45
<b>2.7</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>45</b>

---

La mesure du champ électrique émis par les électrons et positrons lors du développement des gerbes atmosphériques est une technique datant de près de 40 ans de détection de rayons cosmiques. Même si certaines caractéristiques d'un tel signal dans le domaine du MHz étaient déjà étudiées dans les années 60 d'un point de vue théorique [80, 81] et expérimental [82], ce n'est qu'à partir des années 2000 que la radio-détection est relancée par les expériences CODALEMA en France et LOPES en Allemagne. Toujours dans le but de caractériser le rayon cosmique primaire, cette méthode espère combiner les atouts des dispositifs actuels les plus employés (détecteurs de particules et fluorescence) au-delà de  $10^{16}$  eV :

- le signal transitoire détecté porte l'information sur toute l'évolution de la composante électromagnétique de la gerbe, et donc potentiellement sur la nature du primaire.

- Comme dans le cas des détecteurs de particules, il est possible d'échantillonner le champ électrique autour de l'axe de la gerbe afin d'estimer l'énergie du primaire. Ce profil latéral peut lui aussi être relié à la nature du primaire.
- La non-directivité des antennes permet la détection de gerbes horizontales.
- Un cycle utile proche de 100% (variable selon le niveau du bruit de fond radio).
- Une dépendance relativement faible aux conditions atmosphériques (hors périodes orageuses), contrairement à la fluorescence.
- Le coût de l'antenne et de son électronique est plus faible comparé aux autres détecteurs. À titre indicatif, le coût d'une station autonome est actuellement de quelques milliers d'euros, contre un coût supérieur à 10000 euros pour une cuve Cherenkov.

Ce dernier point est crucial dans la mesure où les réseaux des prochaines expériences devront couvrir des surfaces de plus en plus grandes (sûrement supérieures à plusieurs dizaines de milliers de  $\text{km}^2$ ) pour avoir suffisamment de statistique à des énergies au-delà de  $10^{20}$  eV. L'ensemble de ces arguments peuvent justifier l'intérêt croissant pour la radio-détection ces dernières années. En plus de la possibilité de caractériser le rayon cosmique primaire uniquement avec la composante radio de la gerbe, cette dernière peut également enrichir la qualité des données dans un réseau hybride ou multi-hybride de détection où plusieurs méthodes sont combinées afin d'avoir des meilleures estimations de la direction d'arrivée, masse et énergie du primaire, comme il est déjà le cas à l'Observatoire Pierre Auger.

Malgré des progrès considérables depuis sa « renaissance », la radio-détection bute encore sur des obstacles sérieux tels que la compréhension de la corrélation entre le champ électrique détecté par les antennes et l'énergie du primaire, ou la maîtrise du bruit de fond dans le cas d'une détection autonome. Ce dernier point sera largement exploré le long de ce manuscrit.

## 2.1 Considérations théoriques et travaux pionniers

L'idée de mesurer le signal transitoire produit par une gerbe atmosphérique a été introduite par Askaryan en 1962 [80]. En effet, de façon similaire aux particules qui traversent le volume d'eau d'une cuve d'Auger produisant une lumière bleue, les particules chargées de la gerbe peuvent émettre de la radiation Cherenkov si leur vitesse dans l'air dépasse celle de la lumière. Dans ce cas, la radiation se situe dans le domaine des ondes radio. Cependant, une charge globale de la gerbe non nulle est exigée afin que les émissions Cherenkov des électrons et positrons ne s'annulent pas mutuellement. En général, le déroulement de la cascade de particules conduit à un excès de charges (de l'ordre de 10 à 20%) en faveur des électrons et résultant de la diffusion des particules sur les électrons du milieu (production d'électrons) et également par une augmentation de la section efficace d'annihilation des positrons dans l'air (destruction des positrons). La radiation produite par l'excès d'électrons (à longueur d'onde fixée) durant la propagation de la gerbe est cohérente lorsque l'étendue longitudinale de la gerbe à un instant donné, aussi nommée épaisseur du

front de gerbe, est plus petite que la longueur d'onde émise. Cette épaisseur étant de l'ordre de quelques mètres, cela correspond aux ondes décamétriques dans l'espace des fréquences. L'émission d'ondes radio par une gerbe atmosphérique a été mise en évidence expérimentalement par Jelley et al [82] en 1965 et plus précisément autour de 44 MHz. Toutefois le modèle d'émission proposé initialement par Askaryan basé sur l'émission Cherenkov n'expliquait pas la dépendance de l'amplitude du signal avec l'angle entre la direction d'arrivée de la gerbe et le champ magnétique terrestre.

En admettant la cohérence du signal, c'est finalement Kahn et Lerche [81] en 1966 qui présentent une explication au phénomène : les électrons et positrons de la gerbe plongés dans le champ magnétique terrestre (ou champ géomagnétique) seront systématiquement séparés en des directions opposées sous l'effet de la force de Lorentz dont la norme est donnée par :

$$F = qvB \sin \alpha \quad (2.1)$$

où  $q$  est la charge de la particule, et  $v$  et  $B$  sont respectivement les normes du vecteur vitesse de la particule et du champ magnétique terrestre.  $\alpha$  correspond à l'angle entre la direction de propagation de la particule et le vecteur champ magnétique. On s'aperçoit tout de suite que l'amplitude de cette force dépend du champ magnétique à l'endroit de l'expérience et surtout de la direction d'arrivée de la gerbe, que l'on assimile à la direction moyenne des particules qui la composent. En première approximation, cette force sera d'autant plus intense que l'angle  $\alpha$  est proche de  $90^\circ$ . En pratique, la séparation systématique des électrons et positrons engendrera d'un point de vue macroscopique un courant transverse à l'axe de la gerbe et au champ géomagnétique, qui rayonne. Dans leur approche, Kahn et Lerche ne prennent pas en compte les constants changements d'indice de l'air dans l'atmosphère, et supposant que la gerbe se propage sans changements dans sa taille et que l'épaisseur du disque de particules est infinitésimal. De même, et toujours basée sur la séparation des charges par le champ géomagnétique, une émission par le dipôle en déplacement créé (formé par les deux groupes distincts de positrons et d'électrons), peut avoir lieu même en absence d'excès de charge. Dans ce cas exclusif, nous pourrions associer la gerbe à une antenne dipolaire émettrice en déplacement.

Ces trois mécanismes cités ci-dessus (excès de charge, courant transverse et courant dipolaire) ont été les premiers à être identifiés comme étant les responsables de l'émission radio par les gerbes atmosphériques. Des estimations de la puissance des champs prédits pour chaque mécanisme ont été faites par Kahn et Lerche [81] et par Fujii et Nishimura [83] avec un modèle beaucoup plus réaliste, quelques années plus tard. Toutes les deux indiquent une large prédominance du courant transverse.

La maîtrise des mécanismes physiques d'émission radio par la gerbe est le premier pas vers l'adoption de la radio-détection comme une méthode autonome de caractérisation des rayons cosmiques de haute énergie.

Comme nous le verrons par la suite, les signaux transitoires que l'on veut détecter sont extrêmement rapides et demandent une électronique adaptée. Pour cette raison, la détection de la composante radio des grandes gerbes atmosphériques a été

abandonnée au cours des années 70. Il va falloir attendre les années 2000 pour voir le retour de l'intérêt sur la radio-détection des rayons cosmiques.

## 2.2 Les modèles actuels d'émission radio

Afin de modéliser l'émission radio par les particules chargées de la gerbe, deux approches diamétralement opposées sont poursuivies.

### 2.2.1 L'approche macroscopique

La première approche, dite *macroscopique*, calcule les variations temporelles des courants transverse, moments dipolaires et excès de charges à partir de la galette de particules. MGMR (Macroscopic GeoMagnetic Radiation model) [84], et son évolution récente EVA [85], est l'un des modèles macroscopique employés en ce qui concerne l'émission radio. Les contributions des différents processus physiques au champ total y sont calculées séparément et analytiquement. Cependant, certaines quantités telles que la vitesse de dérive des particules (induite par le champ géomagnétique) ou l'épaisseur du disque de particules doivent être paramétrées. L'idée générale de l'approche macroscopique consiste premièrement à identifier le quadri-courant électromagnétique défini comme  $J^\alpha = (\rho c, \mathbf{J})$ , où  $\rho$  est la densité scalaire de charge et  $\mathbf{J}$  est le vecteur densité de courant, puis à calculer le quadri-potential retardé de Liénard-Wiechert. Ce dernier est donné par

$$A^\alpha = \int_V dV \left[ \frac{J^\alpha}{(1 - n\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{r})R} \right]_{ret} \quad (2.2)$$

avec  $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}/c$  la vitesse du courant par rapport à celle de la lumière,  $n$  l'indice de réfraction du milieu et  $R$  la distance entre le point considéré dans la galette et l'observateur.  $\mathbf{r}$  est le vecteur unitaire qui relie le ce dernier et l'observateur. L'indice *ret* exprime le fait que le potentiel  $A^\alpha$  est évalué à un temps « retardé », dû à la distance  $R$ . Ensuite on intègre sur le volume  $V$  contenant le courant. Finalement, à partir du quadri-potential  $A^\alpha$ , nous avons une expression du champ électromagnétique vu par l'observateur :

$$\mathbf{E} = -\partial_\alpha A^\alpha = -\nabla A^0 - \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{A} \quad (2.3)$$

avec  $i = x, y, z$ ,  $\partial_\alpha$  l'opérateur différentiel quadri-gradient, et en posant  $c = 1$ . Pour une description plus complète du phénomène, il est nécessaire de tenir en compte la variation de l'indice de réfraction de l'air lors de la propagation du champ électrique issu de quadri-potential  $\mathbf{A}^\alpha$  en direction de l'observateur.

### 2.2.2 Approche microscopique

Les modèles dits *microscopiques* sont basés sur le calcul du champ électromagnétique émis individuellement par les particules chargées de la gerbe durant son

développement. Le champ total mesuré par l'observateur sera donc la superposition des contributions individuelles. Même si elle est également présente dans la façon macroscopique de modéliser l'émission radio, on peut sentir encore plus clairement dans cette approche microscopique que la cohérence entre les champs émis par chaque particule joue un rôle primordial dans la force du signal mesuré par l'observateur. Les formalismes pour calculer la radiation des charges en mouvement diffèrent en fonction du modèle utilisé, mais ils ont tous en commun le fait de s'appuyer sur l'électrodynamique classique et de ne faire aucune hypothèse sur les mécanismes d'émission. Le code SELFAS, développé par V. Marin et B. Revenu, est basé sur les propriétés ci-dessus [86]. L'idée consiste à calculer pour chaque particule de durée de vie finie, la radiation émise lors des accélérations et décélérations. L'évolution du nombre de particules en fonction de l'atmosphère traversée est donnée par la paramétrisation GIL (Greisen-Ilina-Linsley) pour une énergie et une masse du primaire donnée [87]. La première étape du calcul consiste à établir l'équation de propagation de l'onde électromagnétique. Pour cela on définit les équations de propagation du potentiel électrique  $\Phi$  et du potentiel vecteur  $\mathbf{A}$  :

$$\nabla^2 \Phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (2.4)$$

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\mu_0 \mathbf{J} \quad (2.5)$$

où  $\rho$  et  $\mathbf{J}$  sont toujours les densités de charge et de courant. A l'aide de

$$\mathbf{E} = -\nabla \Phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (2.6)$$

nous pouvons exprimer l'équation du champ électrique en fonction des densités de charge  $\rho$  et de courant  $\mathbf{J}$  :

$$\Delta \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\frac{1}{\varepsilon_0} \left( -\nabla \rho - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} \right) \quad (2.7)$$

Cette équation différentielle peut être résolue en utilisant les fonctions de Green :

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int d^3x' dt' \frac{1}{R} \left[ -\nabla' \rho - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t'} \right]_{ret} \delta \left\{ t' - \left( t - \frac{R}{c} \right) \right\} \quad (2.8)$$

où  $\mathbf{R} = \mathbf{x} - \mathbf{x}'$  et  $R = |\mathbf{R}|$  avec  $\mathbf{x}'$  la position de la source au temps retardé  $t'$  et  $\mathbf{x}$  le point d'observation. Après une suite d'opérations et d'approximations détaillées dans [86], on aboutit à une expression du champ électrique vu par l'observateur en  $\mathbf{x}$  et au temps  $t$  :

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \left\{ \left[ \frac{\mathbf{n}q(t_{ret})}{R^2(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})} \right]_{ret} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{\mathbf{n}q(t_{ret})}{R(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})} \right]_{ret} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{\mathbf{v}q(t_{ret})}{R(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})} \right]_{ret} \right\} \quad (2.9)$$

avec  $\mathbf{n} = \mathbf{R}/R$  le vecteur unitaire entre l'observateur et la source, et

$$q(t_{ret}) = q[\theta(t_{ret} - t_1) - \theta(t_{ret} - t_2)] \quad (2.10)$$

la durée pendant laquelle la particule pourra rayonner avant d'être absorbée dans le milieu et  $\mathbf{v}$  la vitesse de la particule, et  $\theta$  la fonction de Heaviside. Ici  $t_1$  correspond à l'instant retardé de « naissance », et  $t_2$  à l'instant retardé de « mort » de chaque particule. Le champ électrique émis par une charge en mouvement sera alors la somme des trois contributions. Finalement, le champ total créé par l'ensemble des charges de la gerbe lors du développement de la gerbe est donné par

$$\mathbf{E}_{tot}(\mathbf{x}, t) = \sum_{i=1}^{\zeta} \mathbf{E}_i(\mathbf{x}, t) \quad (2.11)$$

où  $\zeta$  est le nombre total de particules qui contribuent au signal en  $\mathbf{x}$ , à l'instant  $t$ . Dans cette première estimation, il n'est pas tenu compte de l'indice de réfraction de l'air  $\eta$ . Or, des travaux récents [88, 89] montrent que si l'on prend une valeur réaliste de  $\eta$  (variant selon l'altitude), l'observateur peut mesurer simultanément l'émission de photons en provenance de plusieurs moments de l'histoire de la gerbe. Dans ce cas, le transitoire mesuré est compressé dans le temps, et l'on verra l'apparition d'une composante à plus haute fréquence dans le spectre du signal (jusqu'au GHz). Cela implique que la relation entre le temps émis et le temps perçu par l'antenne n'est plus bijective, ce qui se traduit par un transitoire court et puissant. Ainsi, en tenant compte de l'ensemble des particules présentes à un moment  $t$  dans la gerbe, et de l'indice de réfraction de l'air  $\eta$ , l'expression du champ électrique observé en  $\mathbf{x}$  devient :

$$\mathbf{E}_{tot}(\mathbf{x}, t) = \frac{\eta_i^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \left\{ \sum_i^{\zeta} \left[ \frac{\mathbf{n}_i q_i(t_{ret})}{R_i^2(1 - \eta_i \boldsymbol{\beta}_i \cdot \mathbf{n}_i)} \right]_{ret} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \sum_i^{\zeta} \left[ \frac{(\mathbf{n}_i - \eta_i \boldsymbol{\beta}_i) q_i(t_{ret})}{R_i(1 - \eta_i \boldsymbol{\beta}_i \cdot \mathbf{n}_i)} \right]_{ret} \right\} \quad (2.12)$$

ce qui nous permet de décomposer l'émission en plusieurs contributions :

- une contribution statique de l'ensemble de particules (premier terme),
- une contribution due à la variation temporelle de l'excès de charges, et une contribution due à la variation temporelle du courant créé par la séparation systématique des charges par le champ géomagnétique (second terme).

D'autres modèles microscopiques tels que REAS3 [90], emploient un formalisme semblable à celui de SELFAS. CoREAS [89] et ZHAireS [91] calculent l'émission radio directement dans les simulateurs de gerbe CORSIKA et AIRES respectivement. Des modèles analytiques moins raffinés que ceux mentionnés, permettent d'obtenir facilement les ordres de grandeurs des champs mesurés [92, 93].

### 2.2.3 La convergence récente des modèles

Nous avons présenté deux façons distinctes mais équivalentes d'estimer le champ électrique émis par une gerbe : la première, additionne les charges et les courants élémentaires pour obtenir une description macroscopique du vecteur quadri-courant, qui est la source du champ électrique ; la deuxième, calcule le champ électrique émis individuellement par les particules (dont le nombre évolue dans le temps) pendant une certaine durée. Le champ observé par une antenne sera la somme des contributions individuelles.

Quelque soit la manière dont on calcule le champ électrique émis par la gerbe (selon une approche microscopique ou macroscopique), nous espérons comprendre au mieux les différents mécanismes physiques de production de la radiation, les régions dans l'espace des phases (fréquence, positions par rapport à l'axe de la gerbe, polarisation) où ils sont les uns ou les autres dominants, et par conséquent donner une représentation satisfaisante de la globalité du domaine. Des efforts importants ont été faits de la part des théoriciens ces dernières années afin de résoudre des divergences entre les modèles modernes et une compréhension commune semble maintenant émerger. Les différentes approches mentionnées dans ce chapitre sont en accord sur le fait que l'introduction d'une composante radiative, due à la variation temporelle du nombre de charges, décrit de façon correcte la bipolarité<sup>1</sup> des pulses observés [94]. De même, l'introduction de l'indice de réfraction de l'air dans les modèles semble être essentielle pour une description plus complète du phénomène [95]. Le signal, quant à lui, devrait avoir une amplitude de quelques centaines de  $\mu\text{V}/\text{m}$  sur une durée inférieure à une centaine de nanosecondes<sup>2</sup>, ce qui nous place dans le régime des ondes radio (1-300 MHz). La figure 2.1 montre l'évolution du signal en fonction du temps pour 6 approches différentes (4 microscopiques et 2 macroscopiques). Compte tenu de la complexité du phénomène et des différentes façons de l'aborder selon l'approche choisie, une physique commune semble en effet émerger.

Il faut noter que des différences persistent malgré tout et que la convergence n'est pas totale. On peut en particulier observer des amplitudes relativement différentes (plus d'un facteur 5 pour les cas extrêmes) entre les simulation d'une même gerbe.

## 2.3 La polarisation du signal radio

La polarisation du champ électrique est une observable essentielle car elle permet de déterminer la forme du champ par rapport à l'axe de la gerbe (et notamment ses symétries). En effet, la radiation résultant d'un excès de charges est polarisée radialement par rapport à l'axe de la gerbe, et par conséquent, pour une mesure dans une polarisation donnée, son intensité dépendra de la position de l'observateur. La radiation résultant d'un courant transverse est polarisée perpendiculairement au

<sup>1</sup>La bipolarité des signaux n'a été mise en évidence par les modèles que lorsque la variation du nombre de charges a été prise en compte correctement.

<sup>2</sup>Cette durée est conditionnée par les mécanismes physiques d'émission, mais aussi par la géométrie de la gerbe.



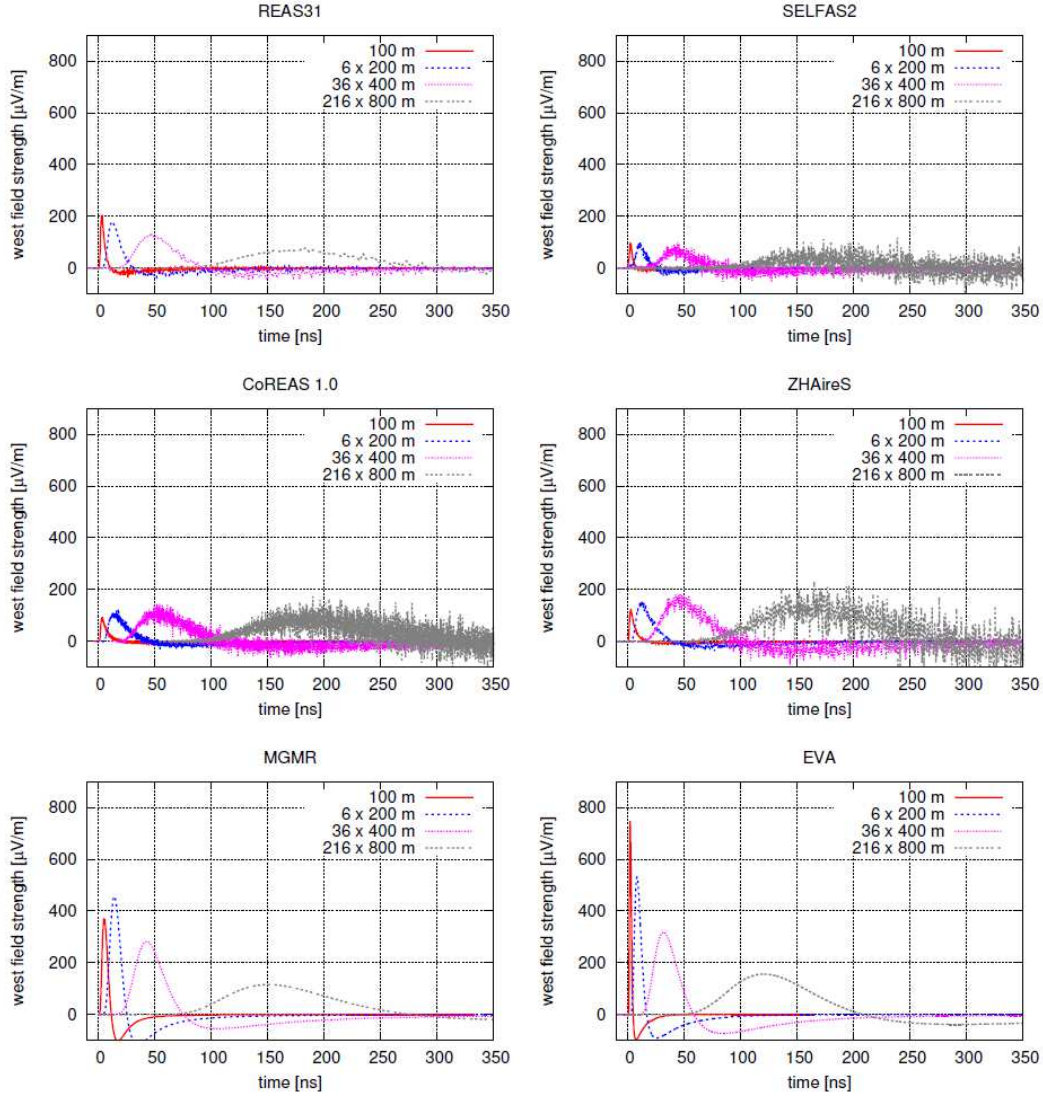


FIG. 2.1: Champ électrique détecté en polarisation est-ouest issu d'une gerbe verticale initiée par un proton de  $10^{17}$  eV simulée avec des différents modèles [96]. Les couleurs représentent différentes distances à l'axe de la gerbe.

plan formé par le champ géomagnétique et l'axe de la gerbe. Ceci est une conséquence directe de l'action de la force de Lorentz (équation (2.1)), qui est à l'origine du phénomène. Ainsi, l'intensité du signal, mesurée dans une polarisation particulière, dû au courant transverse dépendra de la géométrie de la gerbe et non pas de la position de l'observateur.

La figure 2.2 schématise les vecteurs de polarisation de champ électrique pour ces deux mécanismes cités ci-dessus. La polarisation résultante sera alors un mélange d'excès de charges et de courant transverse (le terme « statique » dans la formule

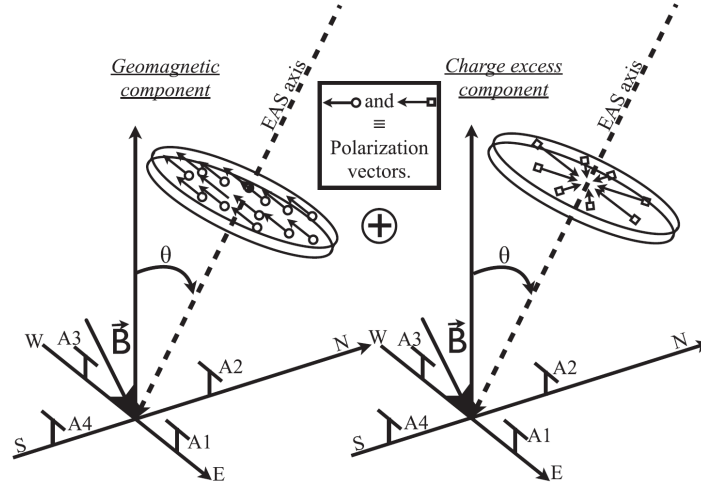


FIG. 2.2: Vecteurs de polarisation des mécanismes excès de charges et courant transverse (composante géomagnétique) [86]. Comme les vecteurs de polarisation des deux contributions ne sont pas toujours alignés, leur interférences peuvent être constructives ou destructives selon l'emplacement de l'antenne.

(2.12) étant négligeable). Pour mieux distinguer les différents processus qui donnent naissance à l'émission radio par la gerbe, il devient essentiel de mesurer (au moins) les deux composantes horizontales du champ électrique. Ce mélange d'effets possédant des propriétés de polarisation différentes implique que les hypothèses de symétrie (en amplitude) du champ autour de l'axe de la gerbe sont à prendre avec précaution. Ceci sera discuté au dernier chapitre de ce manuscrit.

## 2.4 Une corrélation avec l'énergie du rayon cosmique

Nous avons vu auparavant qu'il existe une relation de proportionnalité entre le nombre de particules atteignant le sol et cette énergie (voir 1.2.2.2). Dans le cas de la radio-détection, nous voulons savoir s'il existe une corrélation entre l'amplitude du champ électrique détecté par les antennes et l'énergie du primaire, et la forme de cette corrélation (linéaire, quadratique). La grandeur physique qui entre en jeu dans ce cas c'est le degré de cohérence du signal. En effet, s'il y a cohérence totale, les amplitudes des champs électriques émis par chaque particule s'additionnent, et la puissance reçue est proportionnelle à  $N^2$  où  $N$  est le nombre de particules de la gerbe. La tension engendrée sera proportionnelle à  $N$ . Cependant, s'il n'y a pas de cohérence, ce sont les carrés des champs électriques qui s'additionnent, ce qui entraîne une variation de la puissance et de la tension respectivement en  $N$  et  $\sqrt{N}$ .

Les premières tentatives de mise en évidence de corrélation entre l'amplitude du signal mesuré et l'énergie du rayon cosmique primaire ont été réalisées dans les années 60 et n'ont pas tout à fait permis de conclure sur le degré de cohérence du signal [97, 98]. Après avoir observé les dépendances du signal radio avec certains

paramètres de la gerbe, c'est finalement Allan et ses collaborateurs [99, 15] qui proposent une paramétrisation de cette dépendance :

$$\varepsilon_\nu = a \left[ \frac{E_p}{10^{17}} \right] \sin \alpha \cos \theta \exp \left( -\frac{R}{R_0(\nu, \theta)} \right) \left[ \frac{\mu\text{V}}{\text{m.MHz}} \right] \quad (2.13)$$

où  $a$  est une constante,  $\varepsilon_\nu$  l'amplitude du champ électrique centrée à la fréquence  $\nu$ ,  $E_p$  l'énergie du primaire,  $\alpha$  l'angle entre l'axe de la gerbe et le champ géomagnétique,  $\theta$  l'angle zénithal de la gerbe,  $R$  la distance la plus proche à l'axe de la gerbe (aussi connue comme « paramètre d'impact »),  $R_0(\nu, \theta)$  une distance caractéristique qui dépend de la fréquence et de l'angle zénithal. Allan introduit le terme  $\sin \alpha \propto \vec{v} \times \vec{B}$  suite à ses observations [100], qui étaient en accord avec les travaux théoriques développés à l'époque [81]. Le terme  $\cos \theta$  tient compte de la réduction de signal dû à l'augmentation d'atmosphère traversée pour les gerbes inclinées. La dépendance de l'amplitude du signal avec la distance  $R$  à l'axe de la gerbe semble correspondre dans la gamme [30-300 m] à une décroissance exponentielle. La distance caractéristique  $R_0$  a été estimée pour ( $\theta < 35^\circ$ ) et pour deux fréquences (32 et 55 MHz), ce qui correspond à des valeurs de  $R_0$  d'environ 100 et 140 mètres respectivement. Cette formule est valable pour des gerbes relativement verticales ( $\theta < 35^\circ$ ) dont l'énergie est proche de  $10^{17}$  eV, et pour des distances à l'axe de la gerbe inférieures à 300 m.

Comme on le verra par la suite, cette formule a été modifiée dans les expériences modernes afin de tenir compte des avancées dans la compréhension de cette corrélation, notamment en ce qui concerne l'épaisseur d'atmosphère traversée et l'influence du terme géomagnétique sur l'estimation de l'énergie. L'équation (2.13) implique une paramétrisation particulière (de forme exponentielle) de la distribution latérale du champ par rapport à l'axe de la gerbe. On retrouve ici une forme que l'on peut rapprocher de la distribution NKG discutée pour la distribution de particules au sol (équation (1.6)). La pertinence d'un profil uniquement exponentiel décrivant l'évolution du champ mesuré autour de l'axe de la gerbe y sera également questionnée à la lumière des données récentes de CODALEMA et du fait que le signal radio ne peut probablement pas être assimilé à un front de particules.

## 2.5 La sensibilité à la nature du primaire

Les principaux outils expérimentaux d'estimation de la nature du rayon cosmique primaire sont la lumière de fluorescence émise le long du développement de la gerbe et le rapport de la densité de muons sur la densité d'électrons atteignant le sol. Comme le signal radio traduit l'évolution temporelle et spatiale de la composante électromagnétique de la gerbe, il serait plausible que, à l'instar du signal de fluorescence, ce signal contienne des informations sur la nature du primaire. Pour démontrer cela, ces dernières années plusieurs pistes ont été suivies.

### 2.5.1 Le profil latéral du champ électrique

Des simulations basées sur CORSIKA et REAS2 [101] montrent que des gerbes initiées par des protons et des noyaux de fer n'engendrent pas la même distribution de radiation autour de l'axe de la gerbe (profil latéral) et que cette différence est plus accentuée pour les gerbes inclinées ( $\theta > 45^\circ$ ). Cela vient du fait que l'émission radio est générée essentiellement par la composante électromagnétique de la gerbe, et en fonction de la nature du primaire, des fractions différentes d'énergie seront transférées de la composante hadronique à la composante électromagnétique. Suite à des manipulations décrites dans [101], nous avons à travers le champ électrique accès à une observable proportionnelle à  $X_{max}$ , ce qui correspond à une information directe sur la nature du primaire, événement par événement. Cette méthode, qui tient compte uniquement du mécanisme géomagnétique d'émission radio, demande un espacement relativement dense des antennes pour que la reconstruction du profil latéral du champ électrique soit suffisamment précise.

### 2.5.2 Le rayon de courbure

Pour déterminer la direction d'arrivée d'un événement, nous faisons souvent l'hypothèse que le front de particules, ou le front d'onde dans notre cas, est un plan. Cela entraîne des incertitudes inférieures au degré pour des événements à grande multiplicité (grand nombre d'antennes touchées) lors de la reconstruction. Néanmoins, nous pouvons imaginer que le front d'onde possède une géométrie particulière, différente d'un simple plan. Si nous considérons que le front d'onde est une demi-sphère (par exemple), en plus d'accéder à la direction d'arrivée ( $\theta, \phi$ ), nous obtenons une information sur le point d'émission, que l'on pense être en relation avec le  $X_{max}$  ou tout du moins un instant particulier du développement de la gerbe. Cette méthode relativement récente, a été développée par A. Rebai en reconstruction sphérique [102] et F. G. Schröder en reconstruction conique [103] et bute surtout sur la précision exigée au niveau du positionnement des antennes et sur la datation des événements. En effet, pour un développement maximum de la gerbe à 10 km au-dessus des antennes, il faudrait selon certaines estimations [102], une précision inférieure à 10 ns pour l'ensemble du réseau, ce qui est pour l'instant techniquement ardu. Plus le  $X_{max}$  de la gerbe est loin du sol, plus le front d'onde ressemblera à un plan, ce qui augmente les incertitudes lors de l'estimation du rayon de courbure.

### 2.5.3 La dépendance du spectre en fréquence

Du fait de leur plus grande section efficace d'interaction, les noyaux de fer interagissent plus haut (en moyenne) dans l'atmosphère que les protons de même énergie. Ainsi, la durée du signal radio d'une gerbe initiée par un noyau de fer doit être plus courte car son développement est compressé dans le temps. Un transitoire plus court induit plus de puissance à haute fréquence qu'un transitoire lent. Cela implique que le spectre en fréquence pour chaque antenne varie en fonction de la nature du primaire : pour un proton le spectre sera plus raide (avec plus de basses fréquences),

pour un noyau lourd, plus plat. Évidemment le spectre mesuré ne dépend pas que de la nature du primaire, mais aussi de la géométrie de la gerbe et de l'intensité du bruit de fond, par exemple. Des études préliminaires [104] au sein de la collaboration AERA suggèrent qu'il y a en effet une dépendance de la forme du spectre avec la nature du primaire, entre autres aspects. En plus d'une estimation de la nature du primaire événement par événement, chaque antenne d'un même événement apporte des informations sur le primaire.

#### 2.5.4 La radiation synchrotron et la production d'un anneau Cherenkov

La radiation issue de la déviation des charges par le champ géomagnétique est extrêmement confinée dans l'axe de la gerbe et dépend du facteur  $\gamma$  des électrons, souvent pris égal à 60 ( $E \simeq 3 \times 10^7$  eV). En tenant compte uniquement de cet effet, nous pouvons modifier la fonction qui paramétrise le profil latéral du champ électrique (exponentielle décroissante) en une gaussienne du type

$$\varepsilon = E_0 \exp\left(-\frac{(R/Z)^2}{2(1/\gamma)^2}\right) \quad (2.14)$$

où  $E_0$  est un paramètre qui contient l'énergie du primaire,  $R$  la distance à l'axe,  $Z$  est l'altitude à l'émission. Ici  $E_0$  et  $Z$  sont les paramètres libres. Pour une même énergie, l'empreinte au sol du rayonnement synchrotron est d'autant plus large que la charge du primaire est élevée, car son développement aura commencé plus tôt [105].

Un effet semblable a été proposé dans [96, 106]. Le fait d'inclure l'indice de l'air dans les simulations implique que, pour certaines géométries de la gerbe, l'observateur peut recevoir simultanément des signaux de différents endroits et moments de l'histoire de la gerbe. Cela implique l'apparition d'un anneau Cherenkov dans le domaine du GHz, dont le diamètre est lui aussi lié à la nature du primaire et à la géométrie de l'événement. De même, l'apparition de signaux à double pic est prédite et détaillée dans [85] pour des antennes se situant à moins de 200 mètres de l'axe de la gerbe. Dans ce cas, l'observateur recevrait une émission « classique » en provenance du maximum de développement de la gerbe, puis une contribution due à l'effet Cherenkov à plus haute fréquence, décalée dans le temps. Ces résultats sont en train de motiver la recherche de signaux au-delà de la centaine de MHz dans les expériences de radio-détection.

Il est important de souligner que dans une récente publication [107] un deuxième transitoire est également prédit dû à la disparition subite des particules de la gerbe au niveau du sol. Cependant, et contrairement au cas précédent, ce serait plutôt les basses fréquences (1-10 MHz) qui contribuent au transitoire.

## 2.6 Les expériences de radio-détection des rayons cosmiques

L'utilisation de la radio-détection pour observer des gerbes atmosphériques a connu une histoire relativement saccadée essentiellement corrélée aux qualités et aux progrès des techniques employées. Des grandes époques apparaissent, et sont rapidement décrites ci-dessous.

### 2.6.1 Les expériences historiques

La pionnière des expériences dédiée à l'émission radio des gerbes a été conduite à l'observatoire Jodrell Bank par des chercheurs britanniques et irlandais, en 1964 [82]. Le réseau était composé de 72 dipôles (réseau radio) et de 4500 compteurs Geiger (réseau « particules »). Au total 11 événements ont été détectés en coïncidence entre les deux réseaux, ce qui constitue le premier lot de données de gerbes atmosphériques radio-détectées. Des détails concernant cette expérience sont donnés dans [108]. Suite à ce résultat positif, il est devenu évident que la radio pourrait devenir un outil supplémentaire pour étudier les rayons cosmiques. Peu de temps après, des réseaux de détection de gerbes atmosphériques déjà existants ont été équipés d'antennes sensibles à des fréquences de quelques dizaines de MHz. Il s'agit de : BASJE (Bolivian Air Shower Joint Array) à Chacaltaya [97], « Moscow University State » [98] et Haverah Park, près de Leeds en Angleterre. Pour la première fois la cohérence du signal radio et sa dépendance à l'énergie du primaire étaient étudiées. Malgré quelques résultats confirmés près de 40 ans après (comme l'asymétrie nord-sud, par exemple) par les réseaux modernes, cette technique a été abandonnée, faute notamment de financement et d'électronique rapide.

### 2.6.2 Les précurseurs

Avec le retour de l'intérêt d'un point de vue théorique [109] et disposant de technologies plus performantes, la radio-détection a connu un fort développement à partir des années 2000. Les précurseurs modernes dans ce domaine sont :

**CODALEMA (2002-)** L'expérience CODALEMA est localisée à la Station de Radioastronomie de Nançay, en France. Les aspects liés aux dispositifs expérimentaux et à l'analyse des données des dernières configurations de l'expérience constituent le cœur de ce manuscrit et seront décrits en détail lors des prochains chapitres.

**LOPES (2003-2013 ?)** Démarrant quasi-simultanément que CODALEMA, l'expérience LOPES [110] est un radio-interféromètre dans la bande 40-80 MHz situé au campus nord du « Karlsruhe Institute of Technology » à Karlsruhe, en Allemagne. LOPES bénéficie du fait d'être à l'intérieur du réseau de l'expérience KASCADE-Grande, ce qui permet d'établir des coïncidences entre les deux détecteurs (les détecteurs de particules de KASCADE-Grande déclenchent l'acquisition d'antennes).

Néanmoins, installée en zone urbaine, LOPES est plongée dans un environnement radio important comparé à d'autres expériences. La taille du réseau impose la détection des rayons cosmiques entre  $10^{16}$  et  $10^{17}$  eV. Les différentes configurations depuis 2003 ont fortement contribué à la maîtrise de la technique de radio-détection.

### 2.6.3 Les démonstrateurs sur instruments

**RAuger (2006-2012)** Située au sein de l'Observatoire Pierre Auger, la deuxième configuration de l'expérience RAuger (Radio at Auger) est composée de trois antennes dites « papillon », identiques à celles employées dans la phase la plus récente de l'expérience CODALEMA [111]. Les données de RAuger ont permis de confirmer la prédominance de l'effet du champ géomagnétique dans l'émission radio de la gerbe (le champ géomagnétique est orienté vers le nord dans l'hémisphère sud) et de montrer également une grande sensibilité aux gerbes (très) inclinées. Les antennes papillon utilisées à RAuger peupleront le réseau des prochaines étapes de l'expérience AERA.

**AERA (2010-)** Le « Auger Engineering Radio Array » est la plus grande et la plus ambitieuse des expériences de radio-détection des rayons cosmiques actuellement en fonctionnement [112]. Elle est située à l'intérieur de l'Observatoire Pierre Auger à Malargüe, en Argentine, formant ainsi un détecteur multi-hybride avec les détecteurs de surface et de fluorescence. AERA est en marche depuis 2010. En mars 2013, 100 stations autonomes ont été rajoutées avec succès autour du premier réseau composé de 24 antennes. Dans un futur proche le réseau sera composé d'environ 160 antennes en déclenchement autonome couvrant une surface d'environ  $20 \text{ km}^2$ , ce qui permettra de détecter des rayons cosmiques jusqu'à environ  $10^{19}$  eV. L'emploi de la technique de radio-détection lors des prochaines (et géantes) expériences de détection de rayons cosmiques d'ultra-haute énergie dépend d'un côté des avancées d'un point de vue théorique sur la compréhension du signal et sa corrélation avec l'énergie et nature du primaire, mais aussi du succès de l'expérience AERA.

**Tunka-Rex (2012-)** Ayant plutôt les caractéristiques de la deuxième configuration de l'expérience CODALEMA (voir chapitre suivant), Tunka [113] est un réseau composé de photo-multiplicateurs qui détectent la lumière Cherenkov émise par la gerbe. Ce réseau, situé près du lac Baïkal en Sibérie, abrite depuis peu également des antennes radio (Tunka-Rex), formant ainsi un détecteur hybride. Le but de cette expérience est de réaliser une calibration du  $X_{max}$  entre les mesures fournies par la lumière Cherenkov et la composante radio.

### 2.6.4 LOFAR, un cas particulier

Le « LOW Frequency ARray » est un interféromètre géant constitué de réseaux phasés d'antennes dipôle immobiles<sup>3</sup> distribuées dans les Pays Bas et dans plusieurs pays d'Europe [114]. Équipé de la technique de « beamforming » au niveau de l'électronique, le système peut être rapidement pointé vers des régions particulières du ciel ou observer plusieurs endroits du ciel simultanément. Les réseaux sont composés de deux types d'antenne dipôle : une sensible à la bande 10-90 MHz, et l'autre sensible à 110-250 MHz. LOFAR est avant tout un instrument de radioastronomie dont les objectifs scientifiques sont nombreux : étude du magnétisme des milieux inter-galactiques, étude de la physique solaire, détection de pulsars et de phénomènes transitoires de haute énergie, l'étude de l'émission à 21 cm en provenance de l'époque de ré-ionisation de l'univers, entre autres. Même si LOFAR est un instrument dédié aux thématiques que nous venons de mentionner, la bande de fréquence de fonctionnement des dipôles permet aussi la détection des gerbes atmosphériques [115]. Une de ses caractéristiques techniques est sa très grande densité d'antennes (notamment au centre du réseau), ce qui permet d'envisager, sur des courtes distances, un échantillonnage extrêmement fin du champ électrique. Comme dans la plupart des expériences citées jusqu'à présent, les antennes de LOFAR sont aussi déclenchées par des détecteurs de particules. Ces derniers résultats concernant les rayons cosmiques sont présentés dans [116].

### 2.6.5 Les expériences sur les gerbes initiées par des neutrinos

Peu mentionnées jusqu'ici, les neutrinos sont des astroparticules qui jouent un rôle majeur dans la compréhension de l'origine des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Dépourvus de charge électrique et interagissant très faiblement avec la matière, leur observation donnerait accès à des régions de l'Univers encore inconnues. Certaines expériences essaient de mettre en évidence les gerbes initiées par des neutrinos rasants dans l'atmosphère ou en milieu dense (dans la glace ou dans l'océan) à travers la composante radio. Nous pouvons citer : ANTARES [117], TREND [118], IceCube [119], ANITA [120], entre autres.

## 2.7 Conclusion

L'étude de l'émission radio par les particules chargées de la gerbe a fait des progrès considérables depuis sa résurgence au début des années 2000. Cette émission est apparemment dominée par une variation temporelle du courant transverse dû à la déviation systématique des électrons et positrons par le champ géomagnétique. Une contribution secondaire vient ensuite, due à la variation de l'excès de charges négatives dans la gerbe. Ces prédictions n'excluent évidemment pas l'existence d'autres mécanismes d'émission.

---

<sup>3</sup>Dans les expériences de radio-astronomie, des antennes paraboliques mobiles sont souvent utilisées afin de pointer vers une source quelconque dans le ciel.



Nous avons vu que deux approches (microscopique et macroscopique) peuvent être employées afin de caractériser le signal mesuré par un observateur au niveau du sol. Des comparaisons récentes montrent une convergence dans les caractéristiques du signal reçu, quelque soit l'approche choisie : le transitoire doit être bipolaire, d'une durée inférieure à environ 100 ns, ce qui se traduit dans l'espace des fréquences par des ondes radio, plus précisément entre 10 et 100 MHz. La durée du transitoire, et donc la bande de fréquence utilisée, sont étroitement liées à la géométrie de la gerbe et aux mécanismes d'émission qui lui ont donné naissance. Comme on le verra par la suite, la polarisation du champ électrique détecté contient elle aussi des précieuses informations sur les mécanismes d'émission.

En plus des travaux concernant la composition du primaire, une relation de proportionnalité entre le champ électrique mesuré et l'énergie du primaire a été mise en évidence par des expériences comme LOPES, RAuger (lors de sa première configuration) et CODALEMA (voir Chapitre 3), même si cette corrélation n'est toujours pas établie mathématiquement et de façon universelle.

# L'expérience CODALEMA

---

## Sommaire

<b>3.1</b>	<b>La théorie des antennes</b>	<b>48</b>
3.1.1	Le diagramme de rayonnement	48
3.1.2	La directivité et le gain	50
3.1.3	La bande Passante	50
3.1.4	L'impédance	51
3.1.5	La tension induite et la déconvolution	52
<b>3.2</b>	<b>La radioastronomie à Nançay et les instruments de détection</b>	<b>52</b>
3.2.1	L'antenne dipôle court	54
3.2.2	Les détecteurs de particules	57
<b>3.3</b>	<b>Les principaux résultats de CODALEMA-II</b>	<b>58</b>
3.3.1	La reconstruction des événements	59
3.3.2	Efficacité de détection radio	62
3.3.3	Effet géomagnétique	63
3.3.4	Excès de charges	65
3.3.5	Estimation de l'énergie du primaire	68
<b>3.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>69</b>

---

En astronomie, les techniques d'observation conventionnelles sont essentiellement basées sur l'émission stationnaire des objets. Comme nous avons vu dans le chapitre précédent, les modèles prédisent une impulsion électrique émise par la gerbe atmosphérique inférieure à une centaine de nanosecondes. Ainsi, même si la puissance du transitoire est importante, son énergie restera « diluée » dans le signal enregistré, si ce dernier a une durée beaucoup plus grande que celle du transitoire et si le taux d'échantillonnage n'est pas adapté. Par conséquent, sa signature spectrale n'apparaîtra probablement pas dans le spectre global. Il devient évident que si l'on souhaite accéder aux caractéristiques du transitoire issu de la gerbe, il faudra enregistrer un signal dont la durée est légèrement supérieure à celle du transitoire lui-même ou être capable de l'isoler de l'enregistrement. L'intérêt principal de l'enregistrement en forme d'onde est de pouvoir accéder en même temps à l'ensemble des paramètres du signal (amplitude, durée et spectre en fréquence). Techniquement, c'est à la fois la bande passante analogique de l'électronique, la vitesse d'échantillonnage, ainsi que la mémoire numérique qui ont limité les performances dans le passé.

L'instrument mentionné dans ce chapitre est le fruit d'un développement progressif qui s'est étalé sur plusieurs années. Les premières mesures réalisées sur le site

ont débuté en 2002, elles ont consisté à mettre en place le système d'un point de vue pratique : repérage des bandes de fréquence utilisables, câblage des antennes, installation du système d'acquisition, etc.

Après une introduction globale sur la théorie des antennes, nous verrons les premières configurations de l'expérience CODALEMA à la Station de Radioastronomie de Nançay et les résultats respectifs d'un point de vue physique, qui ont permis de faire un grand pas vers la compréhension de l'émission radio par la gerbe. Un aperçu de l'évolution des instruments de CODALEMA au cours du temps est donné par la figure 3.1. La troisième configuration sera traitée dans le chapitre suivant.

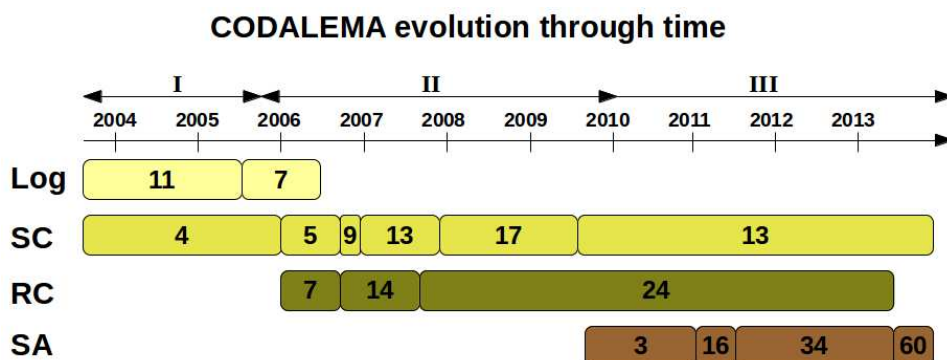


FIG. 3.1: Les chiffres romains I, II et III correspondent à des changements importants au niveau de la chaîne de détection de CODALEMA. Les abréviations Log, SC, RC et SA correspondent respectivement aux antennes log-périodiques, aux scintillateurs, aux antennes dipôle court et aux stations autonomes. Les chiffres représentent l'évolution du nombre de détecteurs au cours des années.

## 3.1 La théorie des antennes

Le bon fonctionnement d'une expérience de radio-détection est évidemment lié à celui de l'antenne. Celle-ci peut être définie comme étant *un moyen d'émettre ou de recevoir des ondes radio*, ou encore *une structure métallique de transition entre un guide d'onde et l'espace* [121]. Afin de décrire les performances d'une quelconque antenne, il est nécessaire de définir un certain nombre de paramètres. Ces paramètres, souvent corrélés entre eux, et dont la maîtrise est primordiale, feront l'objet des paragraphes suivants.

### 3.1.1 Le diagramme de rayonnement

Le diagramme de rayonnement d'une antenne est une représentation graphique des propriétés de radiation (ou de sa sensibilité de réception dans notre cas) en fonction des coordonnées spatiales. Il permet de visualiser les lobes de l'antenne dans les 3 dimensions, en indiquant la région de l'espace où sa sensibilité est plus grande et peut être exprimé en termes de champ électrique ou de puissance. Afin de faciliter

la visualisation de l'ensemble des lobes, les diagrammes sont également représentés en échelle logarithmique (dB). La figure 3.2 montre un exemple de diagramme de rayonnement symétrique avec le lobe principal, qui contient la région de plus grande sensibilité de l'antenne aux ondes radio et les lobes secondaires, qui sont des pics d'émission ou réception dans des directions différentes de celle du lobe principal. Les lobes secondaires correspondent à des directions parasites dans lesquelles une partie non négligeable de l'énergie reçue peut être perdue.

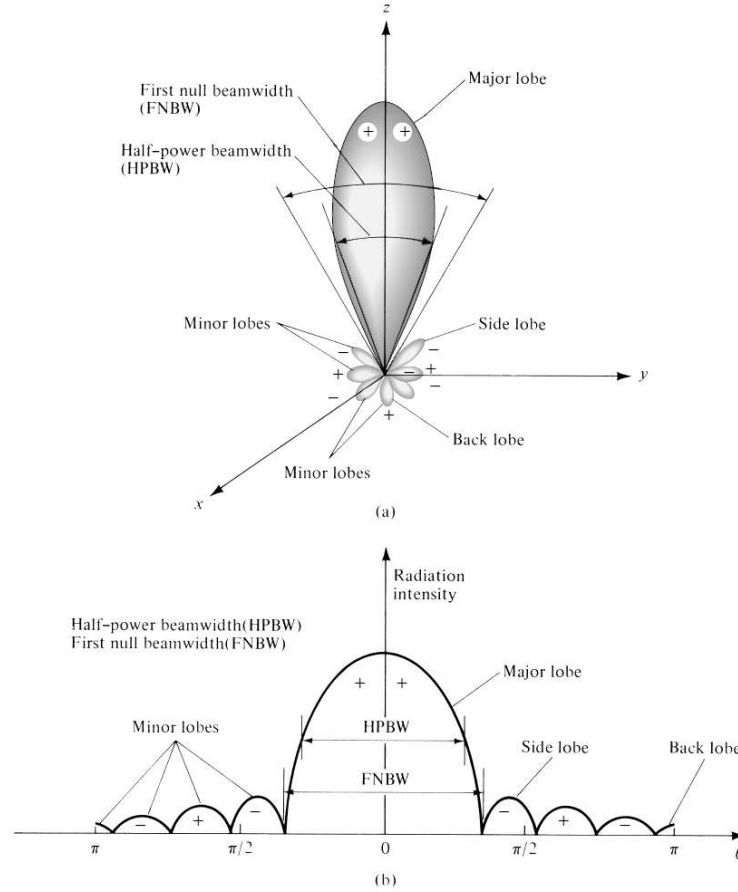


FIG. 3.2: Intensité des lobes d'une antenne en 3 dimensions (a) et une coupe transverse des lobes en fonction des angles (en coordonnées polaires) [122]. On définit le HPBW (Half Power BeamWidth), qui est la séparation angulaire entre les points du lobe principal où la puissance est divisée par 2 et le FNBW (First Null BeamWidth), l'ouverture pour laquelle nous avons les premiers « zéros » dans le diagramme.

Pour identifier la structure du champ autour de l'antenne, on divise l'espace environnant en trois régions : la région de champ proche réactif, de champ proche radiatif et de champ lointain. Cette dernière est la région pour laquelle la distribution de champ est indépendante de la position de la source. Pour une antenne de dimension  $D$ , nous sommes placés dans la région de champ lointain si la distance entre la source et l'antenne est supérieure à  $2D^2/\lambda$ ,  $\lambda$  étant la longueur d'onde me-

surée. Pour des antennes de dimension  $D \sim 1$  à 2 mètres et pour des fréquences allant de 1 à 100 MHz,  $2D^2/\lambda < 10$  m, et donc très inférieur à la distance entre l'antenne et le point d'émission radio maximum de la gerbe. Nous nous plaçons donc dans la région de champ lointain.

### 3.1.2 La directivité et le gain

La directivité d'une antenne dans la direction  $(\theta, \phi)$  est le rapport entre la puissance rayonnée par unité d'angle solide dans cette direction et la puissance qui serait rayonnée par une source isotrope qui émet la même puissance totale :

$$D(\theta, \phi) = \frac{P(\theta, \phi)}{P_{iso}(\theta, \phi)} = \frac{4\pi P(\theta, \phi)}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi P(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi} \quad (3.1)$$

Pour toutes les antennes, la dimension constitue un paramètre fondamental pour déterminer la directivité. Les antennes à directivité élevée seront toujours grandes par rapport à la longueur d'onde. Cependant, en ce qui concerne les expériences de radio-détection des rayons cosmiques, on souhaite couvrir la plus grande portion du ciel possible, et donc avoir des antennes très peu directives.

Bien que le gain soit étroitement lié à la directivité, sa mesure prend en compte aussi l'efficacité  $\varepsilon$  de l'antenne. Cette dernière dépend de certains paramètres tels que les pertes dues aux multiples réflexions ( $\Gamma$ ) et à l'effet joule ( $\varepsilon_j$ ) :

$$\varepsilon = (1 - |\Gamma|^2) \varepsilon_j \quad (3.2)$$

Finalement, le gain d'une antenne peut être défini comme le rapport entre la puissance rayonnée ou reçue dans une direction donnée (souvent dans la direction du lobe principal) et la puissance rayonnée ou reçue par une antenne isotrope. Le gain, souvent donné en dBi (décibel isotrope), peut être exprimé par

$$G(\theta, \phi) = \varepsilon D(\theta, \phi) \quad (3.3)$$

### 3.1.3 La bande Passante

La bande passante d'une antenne est la plage de fréquence pour laquelle les capacités<sup>1</sup> sont optimales pour émettre ou recevoir l'énergie électromagnétique. Mise à part l'antenne fictive (qui est en fait une charge purement résistive), toute antenne a une impédance variant avec la fréquence, comme tout circuit composé d'éléments capacitifs ou inductifs. Certaines antennes sont très sélectives, d'autres peuvent être utilisées sur une très large bande de fréquences. La fréquence de résonance d'une antenne dépend d'abord de ses dimensions propres, notamment son rapport longueur/diamètre, mais aussi des éléments qui lui sont ajoutés (amplificateurs, filtres). Par rapport à la fréquence de résonance centrale de l'antenne, un affaiblissement de

<sup>1</sup>Nous pouvons citer l'impédance, la forme des lobes, et le gain dans une direction donnée, par exemple.

3 dB définit les fréquences minimum et maximum d'utilisation. La différence entre ces deux fréquences correspond à la bande passante, par définition.

### 3.1.4 L'impédance

On peut résumer le comportement d'une antenne ainsi : une antenne stocke des charges (comportement capacitif = stockage sous forme d'énergie électrique), s'oppose aux variations des courants qui y circulent (comportement inductif = stockage sous forme d'énergie magnétique) et dissipe une partie de l'énergie (pertes ohmiques et par rayonnement). D'un point de vue électrique, une antenne dipôle peut donc être modélisée par un circuit équivalent RLC. L'impédance  $Z_e$  vue à l'entrée de l'antenne est donnée par

$$Z_e = \frac{V_e}{I_e} = R_e + j \cdot X_e \quad (3.4)$$

avec

$$R_e = R_d + R_r \quad (3.5)$$

et

$$X_e = j\omega L + \frac{1}{j\omega C} \quad (3.6)$$

La puissance fournie ou reçue est donc composée d'une puissance active  $R_e I_e^2$ , la puissance réellement émise ou reçue, et d'une puissance réactive  $X_e I_e^2$ . La résistance  $R_e$  est elle-même la somme de deux types de résistance qui traduisent les différentes utilisations de l'énergie absorbée : la première  $R_d$  est la résistance liée aux pertes par effet Joule dans l'antenne tandis que la deuxième  $R_r$  est la résistance de rayonnement. Une grande résistance de rayonnement indique une forte capacité à convertir l'énergie électromagnétique incidente en énergie électrique liée au courant qui « passe » dans la résistance de rayonnement. Une antenne résonne à une fréquence donnée si à cette fréquence le terme imaginaire  $X_e$  est nul, c'est à dire, les termes inductifs et capacitifs dans l'équation (3.6) sont égaux en magnitude. Dans ce cas, la puissance absorbée par l'antenne est la puissance absorbée par la résistance  $R_e$ . De plus, l'impédance d'entrée de l'antenne permet de décrire son adaptation à la ligne d'alimentation avec le coefficient de réflexion  $\Gamma$  :

$$\Gamma = \frac{Z_e - Z_c}{Z_e + Z_c} \quad (3.7)$$

avec  $Z_c$  l'impédance caractéristique de la ligne, souvent égale à 50  $\Omega$ . Lorsque l'antenne est mal adaptée ( $\Gamma \neq 0$ ) un système d'onde stationnaires apparaît et une proportion du signal est réfléchi à l'entrée de l'antenne. L'utilité de cette notion est importante pour assurer les meilleurs transferts d'énergie entre les antennes et les dispositifs qui y sont connectés grâce aux techniques d'adaptation.

### 3.1.5 La tension induite et la déconvolution

Lorsqu'une onde électromagnétique arrive sur le radiateur d'une antenne elle induit un courant électrique, et par conséquent une différence de potentiel. C'est cette valeur que l'on va mesurer. Cette tension induite dépend à la fois de la valeur du champ électrique  $\vec{E}$ , de la longueur du segment, et aussi de l'orientation du segment par rapport à l'onde incidente. Or, l'observable qui nous intéresse c'est l'intensité du champ électrique qui a induit la différence de potentiel. Il faut alors déconvoluer la valeur mesurée en Volts de la chaîne expérimentale pour accéder à  $\vec{E}$ . La conversion d'une tension en un champ électrique se fait à l'aide des fonctions de transfert  $\mathcal{H}_\theta(\nu, \theta, \phi, Z)$  et  $\mathcal{H}_\phi(\nu, \theta, \phi, Z)$  qui dépendent de la fréquence de l'onde  $\nu$ , de sa direction d'arrivée  $(\theta, \phi)$  en coordonnées sphériques et de l'impédance équivalente du système radiateur-LNA. À partir des fonctions de transfert nous pouvons déduire les trois composantes du champ électrique  $\vec{E}$  dans un repère cartésien :

$$\begin{aligned} E_x &= \cos \theta \cos \phi \mathcal{F}^{-1} \left( \frac{\mathcal{H}_\phi^y \mathcal{F}(V_m^x) - \mathcal{H}_\theta^x \mathcal{F}(V_m^y)}{\mathcal{H}_\phi^y \mathcal{H}_\theta^x - \mathcal{H}_\phi^x \mathcal{H}_\theta^y} \right) + \sin \phi \mathcal{F}^{-1} \left( \frac{\mathcal{H}_\phi^y \mathcal{F}(V_m^x) - \mathcal{H}_\theta^x \mathcal{F}(V_m^y)}{\mathcal{H}_\phi^y \mathcal{H}_\theta^x - \mathcal{H}_\phi^x \mathcal{H}_\theta^y} \right) \\ E_y &= \cos \theta \sin \phi \mathcal{F}^{-1} \left( \frac{\mathcal{H}_\phi^y \mathcal{F}(V_m^x) - \mathcal{H}_\theta^x \mathcal{F}(V_m^y)}{\mathcal{H}_\phi^y \mathcal{H}_\theta^x - \mathcal{H}_\phi^x \mathcal{H}_\theta^y} \right) - \cos \phi \mathcal{F}^{-1} \left( \frac{\mathcal{H}_\phi^y \mathcal{F}(V_m^x) - \mathcal{H}_\theta^x \mathcal{F}(V_m^y)}{\mathcal{H}_\phi^y \mathcal{H}_\theta^x - \mathcal{H}_\phi^x \mathcal{H}_\theta^y} \right) \\ E_z &= -\sin \theta \mathcal{F}^{-1} \left( \frac{\mathcal{H}_\phi^y \mathcal{F}(V_m^x) - \mathcal{H}_\theta^x \mathcal{F}(V_m^y)}{\mathcal{H}_\phi^y \mathcal{H}_\theta^x - \mathcal{H}_\phi^x \mathcal{H}_\theta^y} \right) \end{aligned} \quad (3.8)$$

où  $\mathcal{F}$  et  $\mathcal{F}^{-1}$  représentent la transformée de Fourier et la transformée de Fourier inverse des tensions mesurées  $V_m^{x,y}$ . Plus de détails sur le calcul de la déconvolution du champ électrique peuvent être trouvés dans [112, 123]. Il est important de remarquer que la déconvolution dans une direction particulière ( $E_x$ , par exemple) dépend de la mesure de la tension selon  $x$  et  $y$ .

## 3.2 La radioastronomie à Nançay et les instruments de détection

La station de radioastronomie de Nançay, située au cœur de la Sologne dans le département du Cher, est à la fois un site d'observation et un laboratoire instrumental dans le domaine des ondes radio entre 30 MHz et 10 GHz [124]. Créée en 1953, la station abrite plusieurs grands instruments pour l'observation d'objets astrophysiques, tel que le grand radiotélescope décimétrique (figure 3.3), qui permet en particulier l'étude des pulsars. Le soleil, surtout la couronne solaire, est surveillé par deux instruments complémentaires, dans deux gammes de fréquence différentes, le radiohéliographe et le réseau décimétrique. Ce dernier observe aussi les émissions radio émises par Jupiter. LOFAR (LOW Frequency ARray) est un ensemble d'interféromètres qui est utilisé en radioastronomie et constitue le plus grand radiotélescope

du monde. La partie française a été inaugurée le 20 Mai 2011 à la Station de Radioastronomie de Nançay. Les stations sont installées dans plusieurs pays européens dans le but d’obtenir une surface d’observation supérieure à  $1 \text{ km}^2$  [125].



FIG. 3.3: Vue aérienne du radiotélescope de Nançay (NRT). Il fait partie du réseau mondial des 5 grands radiotélescopes chargés du suivi régulier des pulsars, dans le cadre d’études multi-longueurs d’onde et de la recherche de nouveaux objets. En haut à droite nous pouvons également observer les antennes du projet LOFAR.

C’est à partir de 2002 que le démonstrateur CODALEMA (COsmic ray Detection Array with Logarithmic ElectroMagnetic Antennas) démarre en utilisant quelques empruntées au réseau décimétrique, dans le but de mesurer les transitoires émis par les grandes gerbes atmosphériques. Ce premier réseau d’antennes, représenté par la figure 3.4, ainsi que son successeur, est couplé à un réseau de scintillateurs qui déclenche l’acquisition des données dès qu’il observe une densité de particules supérieure à un seuil et qui pourrait provenir de la composante électromagnétique ou muonique d’une gerbe. Ce sera en comparant les données des deux réseaux, notamment les directions d’arrivée reconstruites, que l’on déterminera les candidats à gerbe<sup>2</sup>, comme le montre la figure 3.5. Les mesures effectuées entre 2003 et 2005 ont permis, en plus de mettre en évidence les premiers signaux radio relatifs aux gerbes, de développer les méthodes d’analyse, d’identifier les limitations techniques, puis d’optimiser les différents aspects du réseau pour parvenir à une version instrumentale opérationnelle pour les premières mesures des caractéristiques du signal radio recherché [126, 127].

Si les premiers résultats de cette configuration montrent une sensibilité des antennes log-périodiques aux transitoires associés aux gerbes, le développement d’antennes plus performantes est poursuivi à l’époque. En effet, le réseau décimétrique que nous venons de mentionner est composé d’antennes relativement volumineuses (6 mètres de hauteur et 5 mètres de largeur), et donc difficilement déployables sur

<sup>2</sup>L’établissement des coïncidences entre les réseaux sera discuté dans les sections suivantes.



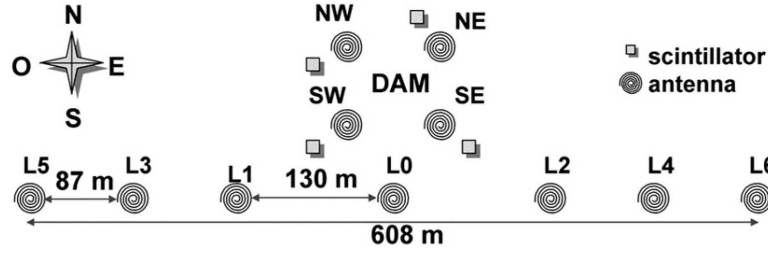


FIG. 3.4: Configuration de la première phase de l'expérience CODALEMA. Les détecteurs de particules déclenchent l'acquisition des antennes dans le but d'avoir des coïncidences. Le bras de 608 m formé par 7 antennes log-périodiques rend possible la mesure du profil du champ électrique.

des grandes étendues. De plus, ces antennes sont inclinées de  $20^\circ$  vers le Sud, ce qui implique que la détection d'événements venant du Sud est privilégiée. Dans le paragraphe suivant on verra les principales caractéristiques de la nouvelle antenne qui marque le début de la deuxième phase de l'expérience CODALEMA.

### 3.2.1 L'antenne dipôle court

Dans la deuxième configuration de l'expérience CODALEMA, la simplicité, la taille, le coût et évidemment la performance sont les principales caractéristiques visées pour les nouvelles antennes conçues. L'un des avantages de cette nouvelle antenne, le dipôle court actif (figure 3.6), est sa directivité quasi-constante pour une large bande de fréquence. En supposant un sol parfait, des simulations prédisent environ un HPBW de  $65^\circ$  pour le champ électrique (voir figure 3.2). Le gain dans la direction du zénith est à peu près constant entre 100 kHz et 50 MHz (8.5 dBi), puis diminue à 5.5 dBi vers 100 MHz [128]. Le radiateur de l'antenne<sup>3</sup> est composé de deux lames en aluminium mesurant 0.6 m de longueur et 0.1 m de largeur, espacées de 10 mm et soutenues à 1 m du sol par un mât en plastique. La fréquence de résonance  $\nu_0$  est celle pour laquelle la longueur de l'antenne vaut la moitié de la longueur d'onde. L'objectif étant d'obtenir une réponse en fréquence relativement constante,  $\nu_0$  doit se situer en dehors de la bande qui nous intéresse (10-100 MHz). Pour cette antenne, et en tenant compte du fait que le sol n'est pas parfait (il réfléchit une partie de l'onde radio), une fréquence de résonance de 125 MHz a paru adéquate, ce qui implique un radiateur de longueur d'environ 1.2 m. La tension produite est ensuite amplifiée par un LNA (Low Noise Amplifier) avec une bande passante de 100 kHz-220 MHz à 3 dB [128]. Afin d'éviter des effets de non-linéarité dus à un puissant radio-émetteur local (raie à 162 kHz), il est appliqué un filtre passe-haut (20 dB à 162 kHz) en amont du LNA, ce qui diminue la bande de fréquence utile à 1-220 MHz. Cette tension amplifiée sera alors transportée par des câbles, ce qui a pour conséquence de retarder et atténuer le signal, jusqu'à un container blindé où des cartes d'acquisition MATACQ (Analog MATrix for data ACquisition) numérisent le

<sup>3</sup>Le radiateur est l'élément qui émet ou reçoit des radiations.

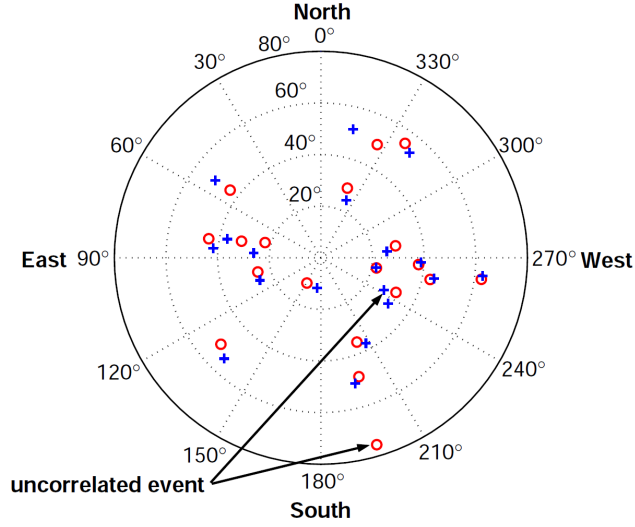


FIG. 3.5: *Reconstruction de la direction d'arrivée (ou carte du ciel) des premiers événements CODALEMA. Le zénith se trouve au centre et l'azimut au bord du cercle. Les cercles représentent les événements reconstruits par le réseau d'antennes, et les croix par le réseau de détecteurs de particules.*

signal [129]. Finalement, la tension mesurée au bout de la chaîne brièvement décrite dans ce paragraphe dépendra de la longueur effective de l'antenne (les lobes), de la fonction de transfert du LNA et des pertes dues à la transmission du signal par les câbles. Ainsi, pour accéder au champ électrique qui a été vu par l'antenne il faudra déconvoluer le signal au bout de la chaîne d'acquisition de tous ces effets.



FIG. 3.6: *L'antenne dipôle actif sur le site de l'expérience.*

La validation de cette antenne, élaborée au sein du laboratoire SUBATECH, s'est faite notamment grâce à sa sensibilité aux variations du bruit galactique [130] ou encore par l'observation (en corrélation avec le réseau décimétrique de Nançay)

du rémanent de supernovae Cassiopée A, la plus forte source radio du ciel après le soleil [128].

**L'identification des transitoires** Il s'agit ici d'élaborer une stratégie « off-line » permettant le repérage de transitoires associés aux gerbes en utilisant un système de déclenchement (souvent remplacé par le mot « trigger »). Le principe, utilisé couramment en physique des particules, est d'enregistrer uniquement les impulsions rapides ayant les caractéristiques recherchées en temps et en amplitude dans le but de diminuer le volume de données à traiter. Le signal en provenance de la gerbe est en général noyé dans un mélange de bruit de fond d'origine anthropique et naturelle. En effet, et notamment à basse fréquence, le spectre radio du ciel est largement dominé par l'émission atmosphérique. De même, aux alentours de 10 et 100 MHz, nous observons plusieurs raies dans le spectre qui correspondent aux bandes AM et FM d'émission radio. Ces deux sources de bruit sont quasi-stationnaires et permanentes, et donc inhérentes à l'expérience. Une autre source de bruit, également traitée en détail dans le prochain chapitre, est constituée de puissantes sources anthropiques de transitoires à l'intérieur et dans les environs du site d'observation. Ainsi, même si l'instrument le permet, la bande de fréquence dans laquelle on ira rechercher le transitoire sera forcément réduite à une bande où la plupart des émetteurs AM et FM sont éliminés, mais suffisamment large pour que le signal soit encore exploitable.

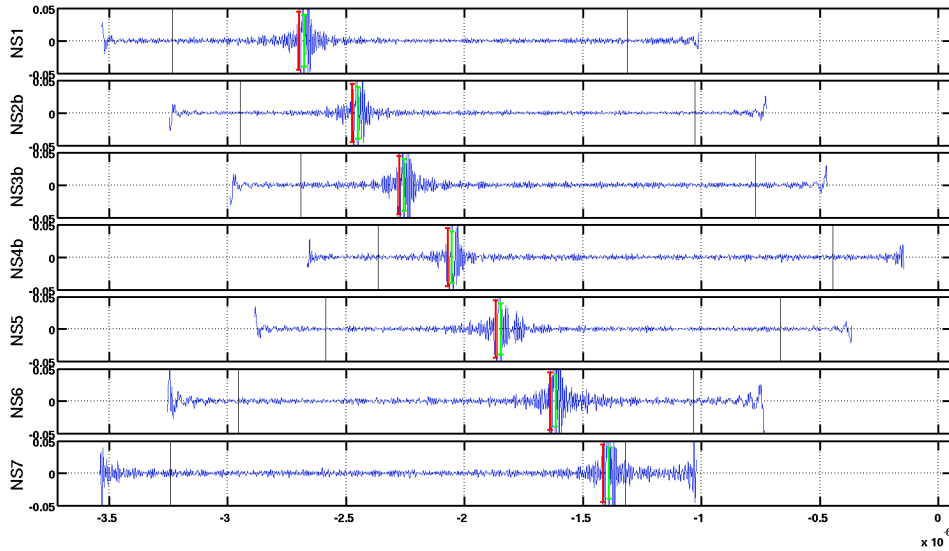


FIG. 3.7: Signaux filtrés dans 23-82 MHz en  $\mu V$  en fonction du temps en secondes pour un événement qui a déclenché l'acquisition de plusieurs antennes en coïncidence. Le temps de propagation dans les câbles étant corrigé, on voit clairement le front d'onde de la gerbe balayer les antennes du réseau au fur et à mesure de son passage. Le phénomène de Gibbs est également mis en évidence en début et fin de trace. Les traits rouges correspondent aux impulsions radio prévues par les scintillateurs, et en vert les impulsions détectées par les antennes.

Le choix développé par CODALEMA a été de disposer d'un système de déclenchement le moins sélectif possible, c'est à dire, le moins contraignant sur la forme d'onde du transitoire, le plus simple possible et le moins coûteux. Le trigger CODALEMA va donc consister à comparer la forme d'onde filtrée à un seuil en tension dont l'amplitude sera déterminée par le niveau de bruit quasi-stationnaire dans la même bande de fréquence. Le signal filtré est obtenu par le produit de la transformée de Fourier du signal brut avec une fenêtre rectangulaire  $G(\nu)$  définie par  $G(\nu) = 1$  pour  $24 \text{ MHz} \leq |\nu| \leq 82 \text{ MHz}$ ,  $G(\nu) = 0$  ailleurs. Sur les 2520 ns de signal enregistré, les extrémités de la trace (300 ns) sont exclues pour éviter les oscillations dues au phénomène de Gibbs<sup>4</sup>. Le reste du signal est divisé en deux fenêtres distinctes. La première, la fenêtre contenant le transitoire, a une largeur de 200 ns autour de son maximum. On y évalue la valeur du maximum de puissance, puis la puissance moyenne  $\mu_s = \langle V^2 \rangle_{\text{signal}}$  dans la fenêtre. Dans la fenêtre de bruit, on évalue les conditions de fond radio au moment de l'acquisition du signal. On calcule la puissance moyenne  $\mu_b = \langle V^2 \rangle_{\text{bruit}}$ , ainsi que l'écart type  $\sigma_b = \sqrt{\langle (V^2 - \mu_b)^2 \rangle_{\text{bruit}}}$ . La présence d'un transitoire est validée si la condition suivante est remplie :

$$\mu_s \geq \mu_b + k \frac{\sigma_b}{\sqrt{N_s}} \quad (3.9)$$

avec  $N_s$  le nombre de points de la fenêtre bruit et  $k = 25$  une constante déterminée de façon empirique pour rejeter les signaux parasites tout en gardant les événements cosmiques. Lorsque la présence d'un transitoire sur une voie est validée, on extrait du signal filtré l'amplitude crête  $V_{\text{max}}^2$  et l'instant de détection  $t_{\text{max}}$ . Néanmoins, une méthode plus élaborée, qui permet d'éliminer d'avantage de transitoires parasites, a été développée par Sandra Valcares. Cette méthode dite LPC, pour Linear Predicting Coding, est décrite en détail dans [131]. La décision sur l'enregistrement du signal au niveau des antennes en ce qui concerne les données utilisées dans les analyses des paragraphes suivants a été prise en utilisant la méthode LPC. La figure 3.7 est un exemple d'événement observé par plusieurs antennes dipôle en coïncidence.

### 3.2.2 Les détecteurs de particules

Le réseau de détecteurs de particules de CODALEMA-II a été constitué d'un nombre variable de scintillateurs, comme le montre la figure 3.1. La distance entre deux scintillateurs est de l'ordre de 85 m. Chaque station, représentée sur la figure 3.8, est composée d'un plastique scintillant mis en regard de deux tubes photomultiplicateurs (PMT). L'ensemble est installé dans une cuve en acier inoxydable dont l'intérieur est recouvert d'une peinture réfléchissante. Comme les antennes dipôle, les scintillateurs sont aussi reliés au container par des câbles d'alimentation et des câbles transportant les signaux à analyser. Le déclenchement de l'acquisition du signal est le point clé de cette configuration de l'expérience. En effet, lorsque qu'au moins 5 scintillateurs se trouvant au cœur du réseau mesurent une tension d'au

<sup>4</sup>Le choix de la fenêtre rectangulaire induit un phénomène de Gibbs dans l'espace temporel. Cela se traduit par des oscillations en sinus cardinal observables aux extrémités du signal filtré.

moins 15 mV dans une fenêtre temporelle de 650 ns (le temps de vol maximal d'une gerbe horizontale), il y a acquisition des données des scintillateurs eux-mêmes et du réseau d'antennes dipôle. La fréquence de déclenchement est en moyenne d'un événement toutes les 20 minutes. Ainsi, l'enregistrement du front d'onde par le réseau d'antennes est piloté par le réseau de scintillateurs. Les relations entre la tension mesurée et la densité de particules observée par le réseau de scintillateurs, puis entre cette densité et l'énergie du primaire sont détaillées dans [132].

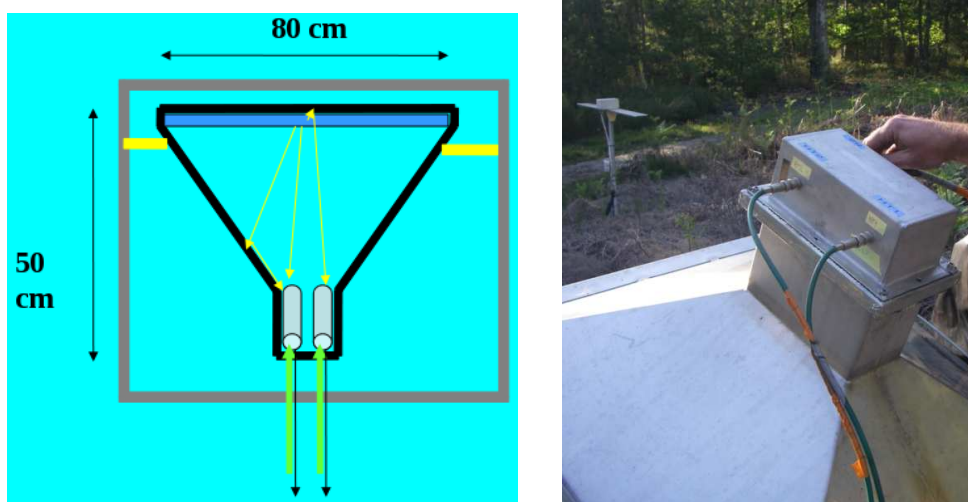


FIG. 3.8: **Gauche** : Schéma de l'intérieur d'un scintillateur avec le plastique scintillant (en bleu), la lumière émise (jaune) et les photomultiplicateurs (tubes gris). **Droite** : scintillateur posé à l'envers. Dans la partie supérieure (inférieure s'il est posé correctement) sont placés les photomultiplicateurs qui vont collecter la lumière émise lors du contact des particules de la gerbe avec le plastique scintillant situé à l'autre bout du détecteur. On peut aussi voir dans le fond à gauche une antenne dipôle.

### 3.3 Les principaux résultats de CODALEMA-II

Dans cette section nous allons voir comment, à partir des informations de chaque détecteur, les événements sont reconstruits. Des coupures seront mises en place, notamment en ce qui concerne la reconstruction des événements, afin d'avoir un lot de données de qualité satisfaisante. Finalement, les principaux résultats physiques de l'expérience dans sa deuxième configuration seront explorés. Il s'agit de la mise évidence des deux contributions principales au champ électrique détecté, puis sa corrélation avec l'énergie du primaire.

Au total, environ 600 événements ont été choisis parmi 2596 coïncidences entre les deux réseaux de détecteurs. Cette prise de données a été effectuée entre novembre 2006 et janvier 2010.

La deuxième configuration de l'expérience CODALEMA a connu un nombre variable de détecteurs en fonction du temps. La figure 3.9 montre une vue du réseau dans la configuration qui a produit la majorité des données que l'on analysera dans ce chapitre. Ce réseau d'antennes en forme de croix, qui co-habite avec le réseau de 13 scintillateurs, est formé de 21 dipôles orientés selon l'axe est-ouest et 3 dipôles orientés selon l'axe nord-sud. Évidemment, seules les projections des ondes radio parallèles à ces axes seront observées par les antennes.

### 3.3.1 La reconstruction des événements

Lors de l'occurrence d'un événement gerbe, et une fois les signaux et les temps d'arrivée des fronts d'onde et de particules enregistrés, nous pouvons procéder à la reconstruction des événements en coïncidence. Cette reconstruction dépendra de certaines caractéristiques de la gerbe telles que sa géométrie et le nombre de détecteurs ayant été déclenchés. Pour ce qui concerne la géométrie de la gerbe, c'est-à-dire, sa direction d'arrivée, la distance entre chaque antenne et l'axe de la gerbe, et la position du cœur de la gerbe, les procédures de reconstruction sont identiques pour les réseaux d'antennes et de scintillateurs.

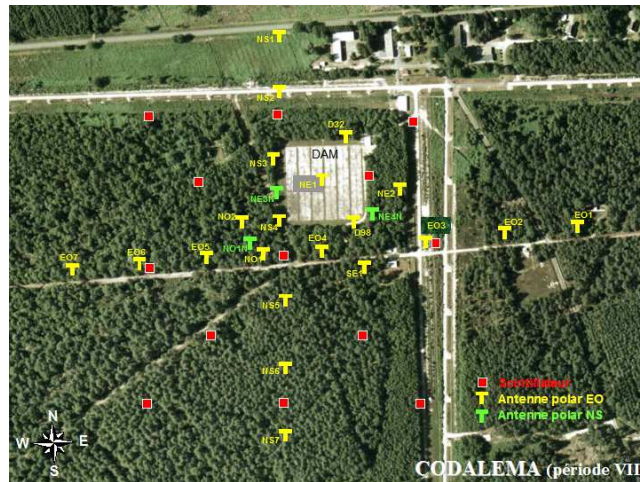


FIG. 3.9: Vue de la configuration de l'expérience CODALEMA à la Station de Radioastronomie de Nançay en Janvier 2008. Les carrés rouges représentent les détecteurs de particules, les « T » jaunes représentent les antennes dipôles orientées selon l'axe géographique est-ouest et les « T » verts, celles orientées selon l'axe nord-sud. Ce réseau couvre une surface de  $0.25 \text{ km}^2$ . Nous pouvons également observer le réseau décamétrique de Nançay (DAM), représenté par le carré gris.

**La géométrie de la gerbe** L'observable la plus simple à estimer est la direction d'arrivée de l'événement, car elle se déduit uniquement du moment où chaque détecteur a été déclenché et de la position de ces derniers. La procédure de reconstruction est identique à celle mentionnée dans la section *Propriétés* du premier chapitre pour

les détecteurs de particules. Le sens de l'orientation de l'angle azimutal  $\phi$ , compris entre  $0^\circ$  et  $360^\circ$ , peut varier le long de ce manuscrit et sera précisé s'il y a ambiguïté. L'angle zénithal vaut  $0^\circ$  au zénith et  $90^\circ$  à l'horizon. Toujours faisant l'hypothèse que le front d'onde est un plan, la direction d'arrivée de la gerbe  $(\theta, \phi)$  et le temps d'arrivée  $t_{det}$  sont obtenus en minimisant la quantité suivante :

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (c(t_{0i} - t_{det}) - (u.x_i + v.y_i))^2 \quad (3.10)$$

étant  $N$  la multiplicité de l'événement,  $t_{0i}$  le temps de réception du signal,  $\{x_i, y_i\}$  les coordonnées du détecteur  $i$ ,  $\{u, v\}$  les coordonnées du vecteur normal formé par le front d'onde, données par

$$u = \sin \theta \cos \phi \quad (3.11)$$

$$v = \sin \theta \sin \phi, \quad (3.12)$$

$$(3.13)$$

et à partir desquelles on détermine  $\theta$  et  $\phi$  :

$$\theta = \arcsin(\sqrt{u^2 + v^2}) \quad (3.14)$$

$$\phi = \arctan(v/u) \quad (3.15)$$

On suppose que tous les détecteurs se trouvent à la même altitude, donc nous n'avons pas de composante selon  $z$ . L'incertitude sur la reconstruction de la direction d'arrivée par les scintillateurs est proche de  $1^\circ$  et dépend de la précision sur leur positionnement et leur datation. De même, la reconstruction sera d'autant plus précise que le nombre de détecteurs sera élevé. Un minimum de 3 détecteurs non-alignés est exigé pour que la reconstruction soit possible. En ce qui concerne le réseau d'antennes, l'incertitude angulaire est du même ordre de grandeur et sera discutée dans le chapitre suivant. La figure 3.10 montre un exemple de distribution zénithale et azimutale des événements CODALEMA observés par le réseau de scintillateurs. La distribution azimutale est en moyenne plate, compatible avec une distribution uniforme des directions d'arrivée dans cette gamme d'énergie ( $10^{16} - 10^{18}$  eV). La distribution zénithale atteint son maximum vers  $35^\circ$ , puis chute fortement : la qualité de la reconstruction par les scintillateurs diminue considérablement pour les grands angles zénithaux car de moins en moins particules atteindront la surface. Cela défavorise ainsi la détection des gerbes dont l'angle zénithal est supérieur à environ  $60^\circ$ .

Pour déterminer complètement la géométrie d'un événement, il faut aussi estimer la distance entre chaque détecteur et l'axe de la gerbe, ainsi que l'endroit au sol où la gerbe est « tombée », c'est à dire, la position du cœur. Ces deux observables sont corrélées et peuvent être déduites en minimisant la quantité suivante :

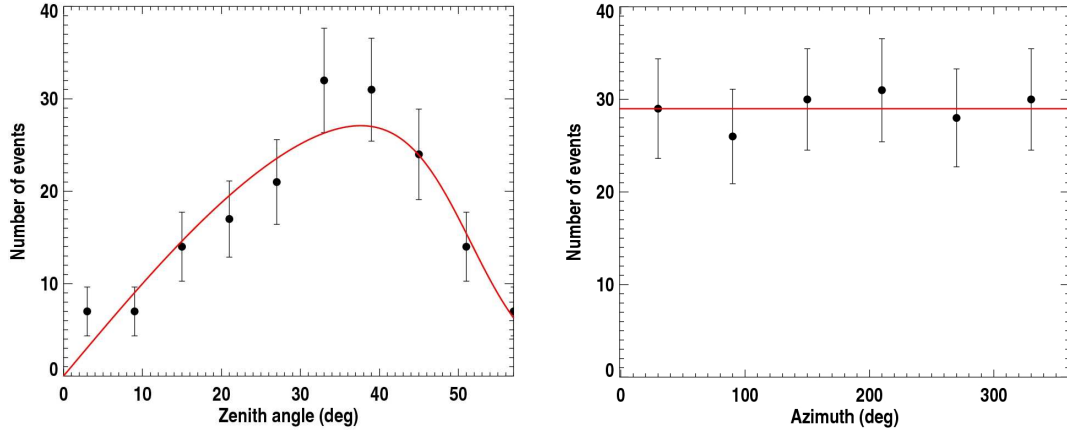


FIG. 3.10: Distributions zénithales (gauche) et azimutales (droite) des événements reconstruits avec le réseau de scintillateurs. Ces événements ont une énergie supérieure à  $10^{17}$  eV.

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left( \frac{E_i - E_0 \cdot \exp(-d_i/d_0)}{\sigma_i} \right)^2 \quad (3.16)$$

étant  $\sigma_i$  l'écart-type du bruit et

$$d_i = \sqrt{(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2 - ((x_i - x_0) \cdot u + (y_i - y_0) \cdot v)^2} \quad (3.17)$$

où l'on suppose que l'intensité du champ électrique  $E_i$  vu par une antenne  $i$  varie de façon exponentielle avec sa distance à l'axe  $d_i$ . Cette paramétrisation, longtemps employée [15] et de plus en plus questionnée, dépend de la géométrie de la gerbe et n'est valable que pour des distances à l'axe supérieures à environ 100 m, le profil pour des distances inférieures à 100 m étant en général plutôt plat. La minimisation fournit l'extrapolation du champ sur l'axe de la gerbe  $E_0$ , la distance caractéristique de la décroissance du signal radio  $d_0$  (qui dépend de l'angle zénithal), et la position du cœur de la gerbe  $\{x_0, y_0\}$ . La minimisation sera d'autant plus précise que la position du cœur est proche du centre du réseau et que le nombre de détecteurs  $N$  pour un événement est élevé.

**Coïncidences entre réseaux** Afin de valider la détection d'une gerbe, l'approche la plus évidente consiste à étudier les coïncidences entre les réseaux de détecteurs de particules et d'antennes. Les coupures sont établies de la manière suivante :

- La différence angulaire  $\Delta\alpha$  entre les deux directions d'arrivée  $\vec{w}(\theta, \phi)_{radio}$ ,  $\vec{w}(\theta, \phi)_{sci}$  (radio et particules) ne peut excéder  $20^\circ$ . Cette différence peut être donnée par :

$$\Delta\alpha = \arccos \left( \frac{\vec{w}_{ant} \cdot \vec{w}_{scint}}{\|\vec{w}_{ant}\| \cdot \|\vec{w}_{scint}\|} \right) \quad (3.18)$$



- La différence temporelle  $\Delta t$  entre les temps de passage des fronts de particules et d'onde en un même point de référence ne peut excéder 100 ns
- Afin d'avoir une reconstruction de l'énergie de la gerbe la plus précise possible, seuls les événements dont le cœur se situe à l'intérieur du réseau sont choisis. Ces événements sont aussi appelés « internes ».

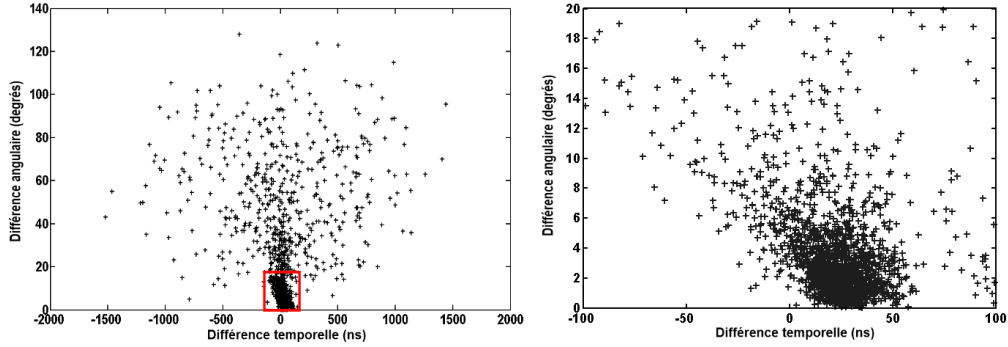


FIG. 3.11: **Gauche** : Dispersion des différences angulaires et temporelles reconstruites par les deux réseaux de détection. **Droite** : Zoom sur la partie où les coupures sont réalisées [133].

Bien entendu, nous nous intéresserons aux événements fortement corrélés en temps et en direction d'arrivée selon les critères mentionnés. Sur la partie droite de la figure 3.11, on s'aperçoit que la distribution des événements corrélés n'est pas centrée sur zéro : il y a un décalage entre les temps d'arrivée des fronts d'onde et de particules. Cela vient probablement du fait que des câbles ont été rajoutés entre l'entrée des cartes d'acquisition et les câbles qui transportent les signaux. La dernière correction du temps de propagation des signaux dans les câbles a été effectuée en 2010 et a mis en évidence un décalage systématique de 20 ns en moyenne par rapport au temps attendu. La mise en évidence de ce décalage s'est faite comme suit : sur un ensemble de traces d'un même événement, tels que sur la figure 3.7, nous pouvons estimer le temps d'arrivée du signal radio prédit par les scintillateurs et le comparer avec le temps réel fourni par les antennes. On calcule alors cette différence avant et après la correction sur plusieurs événements en coïncidence, ce qui nous a donné le décalage d'environ 20 ns. Comme ces décalages sont relativement faibles et vont tous dans le même sens, cela affecte peu la reconstruction des événements. Cependant, lors d'une éventuelle reconstruction sphérique du front d'onde, ce qui demande une grande précision au niveau de la datation des transitoires, la maîtrise de cette correction devient essentielle.

### 3.3.2 Efficacité de détection radio

L'efficacité relative de détection en fonction de l'énergie se traduit par le rapport entre le nombre d'événements observés par les antennes à ceux observés par les détecteurs de particules, pour une fenêtre en énergie donnée. Il s'agit d'une grandeur

essentielle qui conditionne l'avenir de la méthode car la radio-détection doit prouver, notamment aux énergies extrêmes, qu'elle peut être autant sensible à la gerbe qu'un détecteur de particules.

Le premier pas de l'étude consiste à estimer l'énergie à partir de laquelle l'émission radio de la gerbe peut être détectée par les antennes. Cette valeur dépend tout d'abord du seuil de détection des scintillateurs<sup>5</sup>, fixé à environ  $10^{15}$  eV. Une procédure décrite dans [134] estime de façon statistique le seuil radio<sup>6</sup> et fournit une valeur approximative d'environ  $6 \times 10^{16}$  eV. Cette valeur de seuil est compatible avec les premières estimations faites dans les années 70 [15]. Ce seuil peut cependant avoir une valeur en dessous de celle estimée car les antennes sont également sensibles aux gerbes très inclinées, ce qui n'est pas le cas des scintillateurs.

La figure 3.12 (gauche) montre la distribution en énergie pour les événements internes mesurés avec le réseau de scintillateurs (carrés) et ceux qui sont en coïncidence avec le réseau d'antennes (triangles). Nous observons qu'à basse énergie l'efficacité relative radio est très faible. À partir d'environ  $10^{17}$  eV, de plus en plus d'événements observés par les scintillateurs, le sont aussi par les antennes. Comme le montre la figure 3.12 (droite), l'efficacité de détection radio augmente avec l'énergie. Le flux des rayons cosmiques diminuant avec l'énergie, indépendamment de l'efficacité de l'instrument de mesure, les barres d'erreur (statistiques) augmentent. Ainsi, nous espérons détecter dans cette gamme d'énergie, et pour la surface couverte par le réseau d'antennes ( $\sim 0.25$  km<sup>2</sup>), une gerbe de  $10^{17}$  eV en coïncidence interne et bien reconstruite tous les deux jours (voir figure 3.12 gauche).

### 3.3.3 Effet géomagnétique

Si la distribution des directions d'arrivée des événements observés par les détecteurs de particules est bien isotrope, il n'en est pas de même pour ceux détectés par les antennes. En effet, une importante anisotropie a été mise en évidence dans le taux de comptage des événements « radio », ce qui avait été prédit dans les années 60 [81], comme nous avons vu dans le chapitre précédent. Cette anisotropie peut être expliquée par le fait que, au premier ordre, l'intensité du champ électrique mesuré, et donc la probabilité de détection, est proportionnelle au sinus de l'angle entre la direction d'arrivée de l'événement et le champ géomagnétique. De même, en tenant compte uniquement de cet effet, la polarisation de l'onde résultante serait perpendiculaire à la fois aux vecteurs formés par l'axe de la gerbe et le champ géomagnétique, d'après la force de Lorentz. Cela implique que certaines régions du ciel sont privilégiées, alors que d'autres, notamment celles proches du champ géomagnétique, le sont moins. A Nançay, où se déroule l'expérience CODALEMA, les lignes de champ magnétique pointent vers le Sud avec un angle zénithal de  $27^\circ$ . Ainsi, si ce mécanisme d'émission est prépondérant par rapport à d'autres, on devrait avoir

<sup>5</sup>L'énergie déposée par cm par les particules chargées de la gerbe doit engendrer un signal à la sortie du photomultiplicateur à haut gain supérieur à -15 mV pour déclencher l'acquisition.

<sup>6</sup>Pour les phases de production de données, les 5 antennes centrales doivent mesurer une amplitude brute (non filtrée) en valeur absolue supérieure à 15 mV.

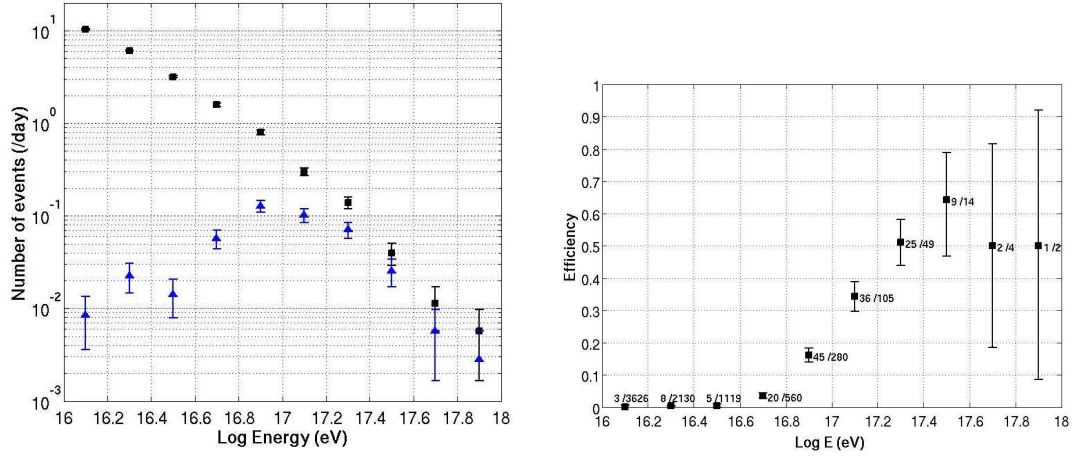


FIG. 3.12: *Gauche* : distribution des événements internes mesurés par les scintillateurs (carrés) et des événements en coïncidence avec le réseau d'antennes (triangles). *Droite* : efficacité moyenne de détection radio en fonction de l'énergie estimée par les scintillateurs. Les canaux des deux histogrammes sur cette figure ont une largeur en énergie constante dans l'espace logarithmique.

un excès d'événements en provenance du nord géographique, si le réseau d'antennes est placé en polarisation est-ouest. C'est exactement ce que nous observons avec les données de CODALEMA-II [135]. Sur la figure 3.13, on voit la projection au sol des directions d'arrivée des événements observés par les antennes (gauche), ainsi que sa prédiction en polarisation est-ouest pour un modèle géomagnétique simplifié<sup>7</sup> (droite). À l'aide de la figure 3.14, qui montre l'histogramme de la distribution azimutale des mêmes événements radio, nous observons plus clairement ce déficit en provenance du Sud, en polarisation EW. De plus, cette asymétrie est observée durant toutes les périodes de la deuxième configuration de CODALEMA (2006-2010), avec un nombre variable d'antennes et de scintillateurs.

Même si le nombre d'événements est nettement inférieur à celui du réseau à 21 antennes en polarisation EW, les 3 antennes en polarisation NS (voir figure 3.9) ont également confirmé, à travers la distribution de la direction d'arrivée des événements, les prédictions du modèle géomagnétique [133]. Néanmoins, même si l'accord est satisfaisant en polarisation EW et NS, on note des légères déviations dans les données par rapport au modèle. Cela suggère, et on verra d'avantage par la suite, que la déviation des charges par le champ géomagnétique n'est pas la seule source d'émission radio par la gerbe. Une asymétrie similaire dans la distribution des événements a été observée avec un autre type d'antenne dans les données de RAuger-II, à l'Observatoire Pierre Auger en Argentine. Or, comme l'Observatoire se situe dans l'hémisphère sud, les lignes de champ magnétique pointent cette fois-

<sup>7</sup>Ce modèle simplifié prédit une intensité mesurée qui dépend uniquement de  $\sin \alpha$ , où  $\alpha$  est l'angle entre l'axe de la gerbe et le champ géomagnétique.

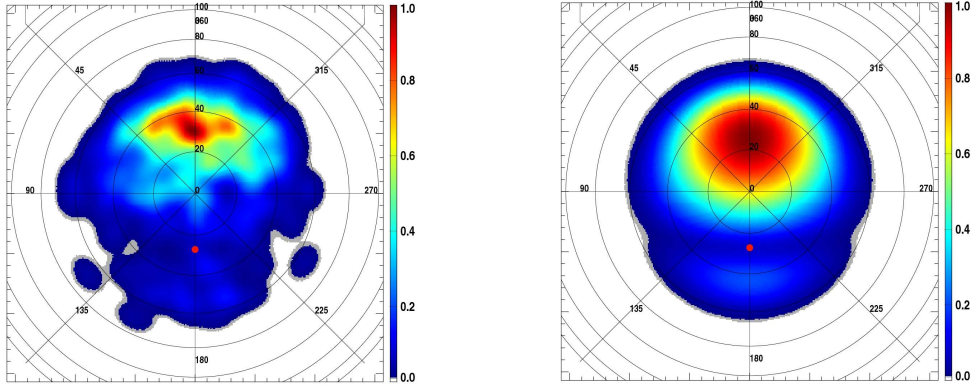


FIG. 3.13: **Gauche** : carte des densités des directions d'arrivée des événements CODALEMA en coïncidence. Le zénith se situe au centre, le nord en haut et l'ouest à gauche. La direction du champ géomagnétique est indiquée par un cercle rouge. Pour visualiser une carte du ciel des événements, il suffit d'inverser l'axe est-ouest. **Droite** : carte des densités des directions d'arrivée prédites par le modèle géomagnétique  $(\vec{v} \times \vec{B})$  en polarisation est-ouest convoluée avec le gain de l'antenne. Un accord satisfaisant est observé entre ce modèle simplifié et les données.

ci vers le nord. Ainsi, le déficit d'événements attendu et confirmé par RAuger se produit au nord [111], à l'opposé de ce que nous observons à Nançay. Des résultats similaires peuvent être attendus dans la prochaine configuration de CODALEMA.

À partir de ces résultats, nous pouvons nous intéresser à nouveau à l'efficacité relative de détection traitée dans le paragraphe précédent. Au lieu de représenter cette efficacité en fonction de l'énergie, nous pouvons le faire en fonction de l'énergie pondérée par la force du mécanisme d'émission :

$$E' = E \frac{|(\vec{v} \times \vec{B})_{EW}|}{|v||B|} = E |\sin \alpha| \quad (3.19)$$

où  $\alpha$  est toujours l'angle entre la direction d'arrivée et le champ géomagnétique. Comme le montre la figure 3.15, l'efficacité augmente en fonction de  $E'$  et atteint des valeurs proches de l'unité vers  $4 \times 10^{17}$  eV, d'où l'importance de la compréhension de ce mécanisme. La faible efficacité entre  $10^{17}$  et  $2 \times 10^{17}$  eV dans la figure 3.15 pourrait être expliquée par le fait que ce canal soit peuplé par des événements dont la direction d'arrivée est proche de celle du champ géomagnétique, et donc de faible  $\sin \alpha$ .

### 3.3.4 Excès de charges

Comme mentionné dans le paragraphe précédent, la contribution géomagnétique est sans doute dominante, mais n'exclut pas l'existence d'autres mécanismes d'émission radio par la gerbe. En observant les distributions des positions de cœurs esti-

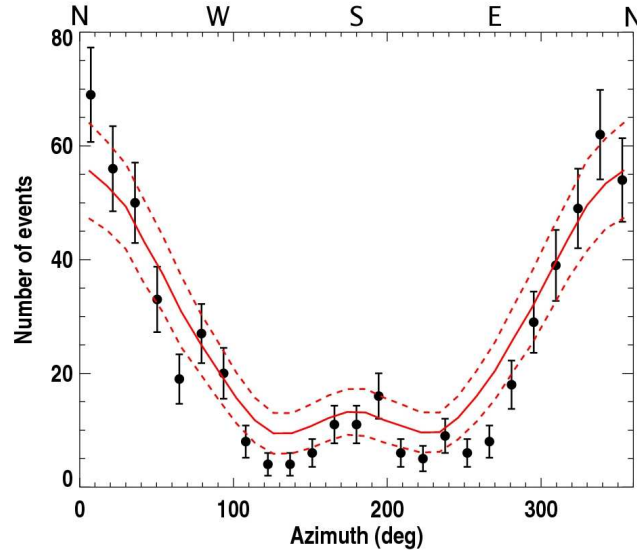


FIG. 3.14: Distribution de l'angle azimutal des événements radio (cercles). La ligne rouge représente un tirage aléatoire de la distribution azimutale selon les prédictions du modèle géomagnétique (figure 3.13), et les lignes en pointillées, l'incertitude à  $\pm 1\sigma$  autour de la prédiction. On observe un bon accord entre le modèle et les données, en particulier à travers le pic secondaire vers  $180^\circ$ .

més par le réseau d'antennes<sup>8</sup> et par le réseau de détecteurs de particules dans CODALEMA-II, nous nous sommes rendus compte que les positions des cœurs « radio » étaient systématiquement décalées de quelques dizaines de mètres vers l'est par rapport aux positions des cœurs « particules » (3.17 gauche). Cet effet peut être dû à un mécanisme d'émission différent dont les vecteurs de polarisation sont orientés différemment. En effet, la variation temporelle de l'excès de charge contenue dans la gerbe produit de la radiation polarisée, avec des vecteurs de polarisation qui sont orientés radialement vers l'axe de la gerbe (voir section Polarisation dans le chapitre 2). L'intensité du signal mesuré par une antenne donnée dépendra de sa position par rapport au cœur de la gerbe. Comme le champ électrique résultant mesuré sera la somme des deux contributions (en faisant abstraction de l'existence d'autres mécanismes), nous aurons des interférences constructives ou destructives, comme le montre la figure 3.16.

Des données en provenance des deux réseaux ont été soigneusement sélectionnées afin de mettre en évidence la cause de ce décalage, qui d'ailleurs avait déjà été observé dans CODALEMA [136, 137]. La différence entre les temps et directions d'arrivée estimées par les deux réseaux doivent être inférieures à 100 ns et  $3^\circ$  respectivement. De plus, la position du cœur particules doit être contenue à l'intérieur du réseau lui-même. Au total, 315 événements ont contribué à cette analyse. Ensuite ces événements ont été simulés avec le code SELFAS2 [138] en tenant compte des deux

<sup>8</sup>On suppose que le profil latéral est bien décrit par une exponentielle décroissante à 1 dimension.

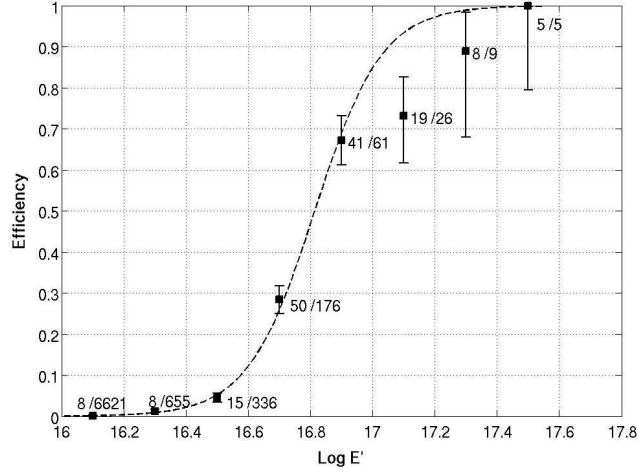


FIG. 3.15: Efficacité de la radio-détection en fonction de l'énergie du primaire estimée par les scintillateurs, pondérée par la valeur absolue de la composante EW de la force de Lorentz.

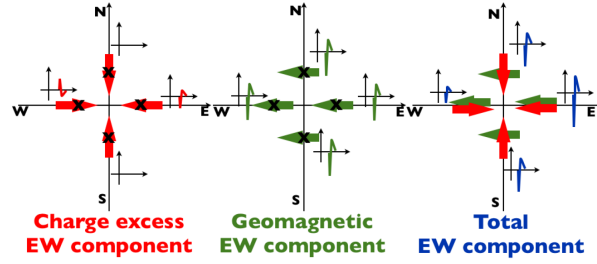


FIG. 3.16: Vecteurs de polarisation pour les contributions courant transverse (vert) et excès de charge (rouge) dans le plan perpendiculaire à l'axe de la gerbe [105]. Ces vecteurs ne sont pas toujours orientés vers la même direction, ce qui implique que leur superposition peut être constructive ou destructive en fonction de la position de l'antenne par rapport à la position du cœur de gerbe résultant.

mécanismes d'émission radio. La figure 3.17 résume le résultat de cette analyse. En effet, lorsque que l'on tient compte de l'excès de charges dans les simulations (figure de droite), il y a un décalage systématique de la position du cœur radio vers l'est, par rapport au cœur particules. Ce résultat, agréablement en accord avec les données, est interprété comme conséquence de la présence d'excès de charges dans la polarisation résultante des signaux mesurés. De plus, lorsque l'excès de charges est supprimé des simulations, nous n'observons plus de décalage de cœur. Il a été vérifié que le décalage au niveau des données n'est pas dû à des biais expérimentaux.

Dans le chapitre suivant on verra qu'une antenne mesurant les deux polarisations horizontales du champ électrique peut aussi fournir une évidence de la contribution de l'excès de charge dans l'émission radio. Il est important de noter que, pour une gerbe verticale par exemple, la fraction de contribution de l'excès de charge sur

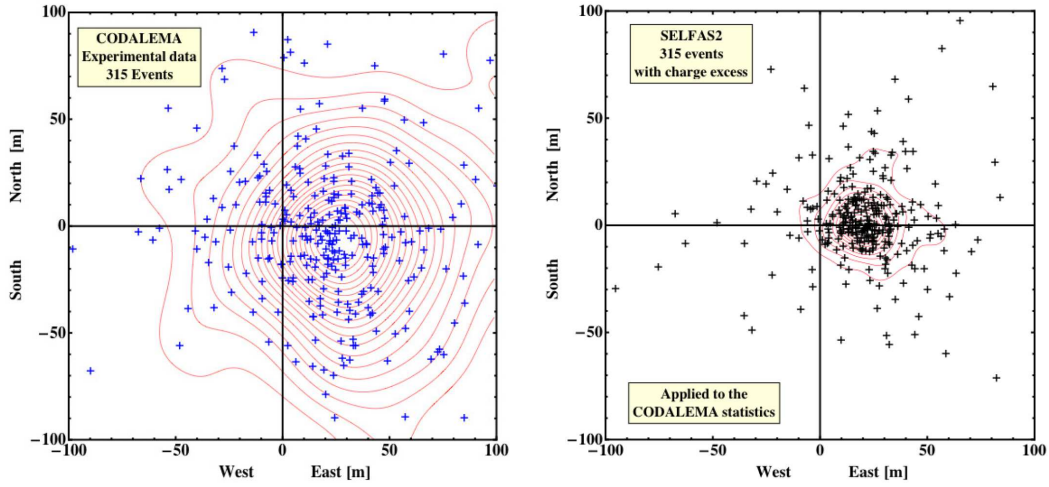


FIG. 3.17: **Gauche** : reconstruction de la position du cœur (croix bleues) pour les 315 événements CODALEMA sélectionnés, par rapport à la reconstruction des cœurs par les scintillateurs (centre du repère). Les lignes rouges représentent les niveaux de contour d'une densité de probabilité gaussienne d'écart type égal à 10 m. **Droite** : les mêmes événements simulés par SELFAS2, prenant en compte les deux mécanismes d'émission radio [105].

la totalité de l'émission peut varier de quelques % à 30% en fonction du point d'observation, ce qui est loin d'être négligeable.

### 3.3.5 Estimation de l'énergie du primaire

La corrélation entre la force du signal mesuré et l'énergie du primaire est sans doute l'aspect crucial sur lequel repose l'avenir de la radio détection. Nous avons vu dans le chapitre précédent que dans les années 60 Allan avait déjà proposé une paramétrisation de cette dépendance. Exprimée par l'équation (2.13), cette dépendance tient compte de certains facteurs qui jouent un rôle prépondérant dans la mesure du signal radio : le terme  $\sin \alpha$ , qui traduit la dépendance de l'intensité du champ électrique détecté avec l'angle entre l'axe de la gerbe et le champ géomagnétique ; le terme  $\cos \theta$ , qui tient compte de la diminution de signal pour des gerbes inclinées, due à l'augmentation de la quantité d'atmosphère traversée par la gerbe ; puis un terme en  $\exp(-R/R_0)$  qui décrit la décroissance du signal avec la distance à l'axe de la gerbe. Cette fonction suppose une empreinte au sol du champ électrique radiale et uniforme autour de l'axe.

Récemment, des expériences telles que LOPES en Allemagne ou CODALEMA ont repris l'étude de la corrélation en énergie. La paramétrisation dans LOPES est semblable à celle proposée par Allan, avec des modifications au niveau du terme  $\sin \alpha$  et de la linéarité entre le champ  $\varepsilon_0$  et l'énergie du primaire [110]. Dans le cas de CODALEMA [139], l'estimateur de l'énergie est la valeur du champ électrique

(corrigée de la chaîne expérimentale et filtrée dans 23–82 MHz) extrapolée sur l’axe de la gerbe. Le lot de données utilisé est identique à celui de l’analyse qui a mis en évidence l’excès de charge. Une claire dépendance géomagnétique étant démontrée par CODALEMA, il est nécessaire de tenir compte de la projection de la force de Lorentz sur l’axe EW, sur lequel sont orientées les 21 antennes. Le champ électrique mesuré devient :

$$\varepsilon = \Gamma \varepsilon_0 \quad (3.20)$$

avec

$$\Gamma = \frac{1}{|\vec{v} \times \vec{B}|_{EW}} = \frac{1}{|\sin \theta \cos \phi \cos \theta_B + \cos \theta \sin \theta_B|} \quad (3.21)$$

où  $\theta_B$  est l’angle zénithal du champ géomagnétique. La figure 3.18 montre la distribution de la corrélation entre le champ  $\varepsilon$  corrigé et l’énergie du primaire fournie par les scintillateurs. L’incertitude sur l’énergie, dont la cause principale sont les fluctuations gerbe à gerbe (systématique), est de l’ordre de 30%. L’incertitude statistique estimée par des simulations Monte-Carlo est d’environ 10% dans le meilleur des cas, ce qui pourrait indiquer une incertitude radio du même ordre de grandeur de celle du réseau de détecteurs de particules. Le coefficient linéaire de l’ajustement vaut environ  $3 \times 10^{-17} \mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}/\text{eV}$  et dépend fortement des incertitudes radio et de la bande de fréquence utilisée. Un mauvais choix de l’origine a un rôle important dans les erreurs. Il est important de remarquer que cette valeur (corrigée) dépend de l’intensité du champ géomagnétique à l’endroit où se sont prises les mesures.

Cette corrélation a été faite en corrigeant le champ électrique uniquement du mécanisme géomagnétique. Or, nous avons vu dans le paragraphe précédent que d’autres contributions, notamment l’excès de charge, doivent être prises en compte si l’on veut décrire le phénomène d’une façon plus complète. Ceci pourrait se traduire par l’introduction dans l’équation (3.21) d’un terme dépendant de l’angle azimutal, tout en étant indépendant de  $\vec{v} \times \vec{B}$  [133, 140].

Nous constatons à nouveau, qu’il s’agisse de déterminer la nature, l’énergie du primaire, ou encore d’estimer l’efficacité de la méthode, la compréhension des mécanismes qui donnent naissance au champ radio est essentielle. Une fonction de distribution latérale plus adaptée à la géométrie de chaque événement, ainsi qu’un lot d’événements plus conséquent, peuvent sans doute augmenter la finesse de la corrélation en énergie.

### 3.4 Conclusion

Nous avons vu que l’expérience CODALEMA a connu (jusqu’en 2010) deux phases distinctes en ce qui concerne l’ensemble des détecteurs : une première, essentielle dans la mesure où il fallait prouver la faisabilité de la technique, abandonnée depuis des dizaines d’années, en s’appuyant sur les nouvelles technologies. Les antennes log-périodiques, qui a priori n’était pas adaptées à la physique étudiée, couplées à des détecteurs de particules, ont montré une grande sensibilité aux



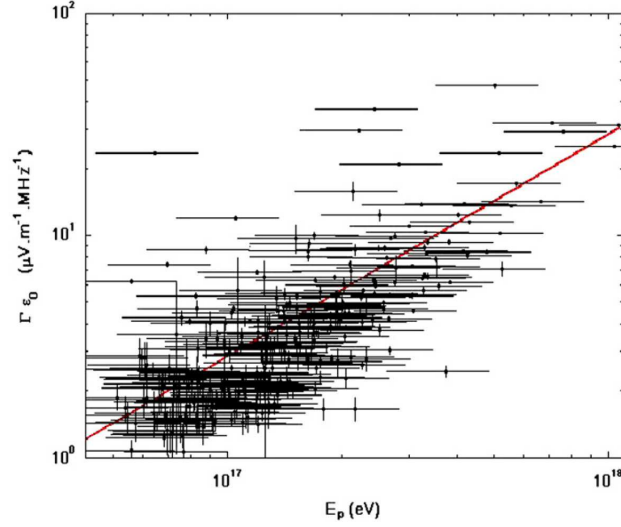


FIG. 3.18: Champ électrique corrigé du facteur de la force de Lorentz  $\Gamma$  en fonction de l'énergie du primaire déduite des scintillateurs en échelle logarithmique. La droite rouge correspond à l'ajustement linéaire de pente  $3 \times 10^{-17} \mu V/m/MHz/eV$ .

transitoires en provenance des gerbes atmosphériques, ce qui a conduit à l'élaboration d'une deuxième configuration avec des antennes et des détecteurs de particules plus adaptés au problème. Ainsi, le réseau d'antennes dipôle, dont l'acquisition est aussi pilotée par le réseau de scintillateurs, accumule des données depuis 2006 et a pu mettre en évidence une série de caractéristiques essentielles à compréhension du signal lui-même et son lien avec les observables de la gerbe :

- La déviation des charges par le champ géomagnétique semble être le principal mécanisme d'émission d'ondes radio par la gerbe. Ceci est mis en évidence par l'asymétrie spatiale dans le taux de comptage des événements détectés par les antennes dipôle en polarisation EW. Cet effet a été confirmé également par les antennes dipôle en polarisation NS et dans l'expérience RAuger, qui se situe dans l'hémisphère sud.
- Un décalage dans la position du cœur de gerbe radio par rapport à celui estimé par le réseau de scintillateurs observé dans les données CODALEMA-II peut être interprété comme la conséquence de la présence d'un mécanisme secondaire d'émission, compatible avec l'excès de charges, comme démontré avec le code SELFAS.
- Bien que non évidente à établir, une corrélation entre le champ électrique mesuré et l'énergie du primaire semble bien exister. Des études approfondies notamment sur la fonction qui décrit l'évolution du signal en fonction de la distance à l'axe et sur l'estimation des incertitudes liées au champ électrique détecté, doivent impérativement être poursuivies.

---

Tous les efforts mentionnés ci-dessus qui ont abouti à une meilleure compréhension du domaine, ont été réalisés non pas seulement dans le but de prouver la faisabilité de la méthode, mais aussi de montrer combien l'émission radio peut aider à estimer les caractéristiques du rayon cosmique primaire. Dans cette optique, un nouveau réseau d'antennes dont l'autonomie en trigger et en alimentation sont les points majeurs, a été conçu et mis en place en 2010, coexistant avec le réseau précédent. Ces nouvelles antennes permettent la mesure des deux projections horizontales du champ électrique. Cette mesure est essentielle pour la caractérisation des processus qui donnent naissance à la radiation au sein de la gerbe. De même, et il va de soi, qu'un instrument couvrant des dizaines de milliers de kilomètres carrés (surface estimée pour les futurs réseaux de détecteurs de rayons cosmiques) doit être autonome dans tous les aspects.



# La radio-détection en mode autonome

---

## Sommaire

<b>4.1</b>	<b>Le nouveau réseau de stations autonomes . . . . .</b>	<b>74</b>
4.1.1	Les différents éléments de la station . . . . .	76
4.1.2	L'architecture logicielle . . . . .	79
4.1.3	Le réseau de stations autonomes . . . . .	81
4.1.4	La réponse de l'antenne au bruit galactique . . . . .	83
4.1.5	Positionnement des antennes . . . . .	87
<b>4.2</b>	<b>Le traitement du bruit dans CODALEMA-III . . . . .</b>	<b>88</b>
4.2.1	La procédure de recherche de coïncidences . . . . .	89
4.2.2	Les sources mobiles . . . . .	90
4.2.3	Les sources statiques . . . . .	93
<b>4.3</b>	<b>Reconstruction sphérique du front d'onde . . . . .</b>	<b>102</b>
4.3.1	La reconstruction par minimisation . . . . .	102
4.3.2	La reconstruction par variation de position de la source . . . . .	105
<b>4.4</b>	<b>Les différentes méthodes de réjection . . . . .</b>	<b>110</b>
4.4.1	Périodicité de l'émetteur . . . . .	110
4.4.2	Énergie du transitoire . . . . .	114
4.4.3	Temps de montée du transitoire . . . . .	118
4.4.4	Évaluation du bruit de fond . . . . .	123
<b>4.5</b>	<b>Monitoring actuel du réseau . . . . .</b>	<b>123</b>
<b>4.6</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>128</b>

---

Nous avons vu que dans les deux premières configurations de l'expérience CODALEMA l'information captée par les antennes et les scintillateurs était transportée par des câbles jusqu'à un container où l'acquisition avait lieu. De même, l'enregistrement par les antennes de l'information contenue dans le front d'onde était piloté par le réseau de scintillateurs. Il est évident qu'un instrument dédié à la détection de rayons cosmiques d'ultra-haute énergie doit être autonome dans tous les aspects, d'autant plus que les surfaces qu'ils devront couvrir seront sans doute supérieures à 10000 km<sup>2</sup>. Ainsi, un nouveau concept d'antennes a été développé avec des caractéristiques qui les distinguent par rapport aux versions précédentes :

- **Trigger** : le but ultime étant la complète caractérisation des propriétés du primaire uniquement par l'émission radio de la gerbe, il est clair que cette méthode doit déterminer si elle peut mesurer seule, avec autant (ou presque) d'efficacité qu'un détecteur de particules, le passage de la gerbe. Il faudra donc connaître et reconnaître avec précision la forme du signal cosmique dans le but de ne pas déclencher l'acquisition sur des signaux parasites. Comme on le verra dans les prochains paragraphes, il s'agit de l'un des problèmes majeurs de cette configuration.
- **Communication et consommation d'énergie** : sur des vastes étendues et où les infrastructures peuvent être limitées, il est important que la transmission des données se fasse par des liaisons sans fil (WiFi par exemple). Aussi, et dans la mesure où les conditions météorologiques sur le site de l'expérience le permettent, l'alimentation des stations devrait se faire par une source autonome (des panneaux solaires, éoliennes).
- **Numérisation** : avoir une carte d'acquisition qui numérise le signal sur place évite de perdre de l'information lors de la propagation du signal (atténuation et retard).

Dans ce chapitre nous allons commencer par décrire l'engin de détection autonome (l'antenne papillon et son électronique), ainsi que le réseau que l'on appellera CODALEMA-III par la suite. Ensuite, nous verrons les résultats d'une première analyse sur l'état du bruit de fond radio dans lequel baigne nos antennes. Cela passe par plusieurs étapes telles que les descriptions quantitative et qualitative de ce bruit, des méthodes pour les identifier (reconstruction de la position des sources parasites) et la mise en œuvre d'algorithmes capables d'éliminer les transitoires parasites, tout en gardant ceux qui nous intéressent.

## 4.1 Le nouveau réseau de stations autonomes

Le premier prototype de station autonome a été développé et testé en 2006 à l'Observatoire Pierre Auger. Le but était de réaliser un banc de test pour évaluer les performances de la station en ce qui concerne le bruit généré par l'électronique elle-même, la transmission des données, ou les raisons les plus courantes de panne, entre autres. À partir des conclusions tirées de cette première étude [141], des stations plus élaborées ont été conçues pour CODALEMA avec les caractéristiques suivantes :

- Une modularité importante : chaque fonctionnalité (déclenchement, datation, numérisation, sauvegarde et transmission des données) est assurée par une carte électronique dédiée. Ces différentes cartes sont reliées entre elles par une carte dite « Rabbit », qui assure la communication entre les modules.
- Une compatibilité électromagnétique optimale. Il est impératif de préserver la station vis-à-vis de son environnement et d'elle même afin d'éviter des émissions non désirées provenant de l'électronique de l'antenne ou de l'acquisition locale.

- Une consommation maîtrisée : une basse consommation en énergie est exigée ( $\sim 20$  W), que ce soit dans le cas où l'énergie provienne de panneaux solaires ou par câble.
- Un accès à distance permanent : le monitoring et le contrôle des stations doivent pouvoir être faits à distance.
- Une robustesse importante : la structure de la station doit être compacte et résistante pour qu'elle puisse être employée dans des régions avec des conditions climatiques variables.



FIG. 4.1: Station autonome installée à la Station de Radioastronomie de Nançay. Contrairement à la version précédente, cette antenne donne accès aux deux polarisations horizontales du champ électrique.



FIG. 4.2: Les différentes cartes électroniques qui assurent le fonctionnement de l'antenne, l'acquisition et la transmission des données.

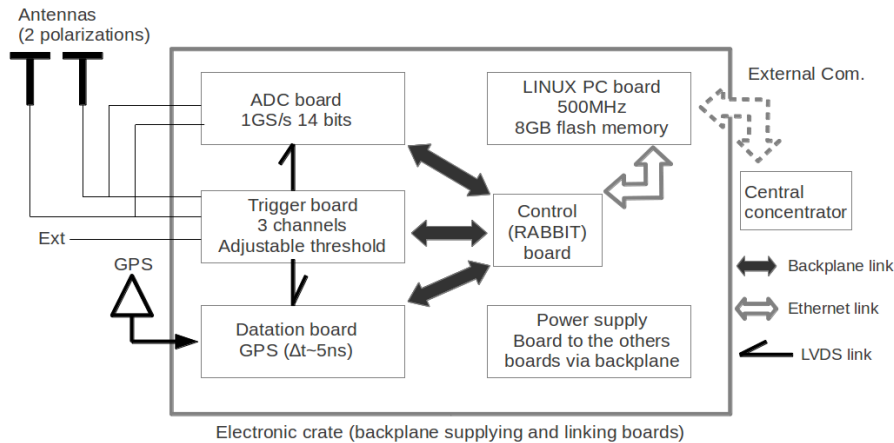


FIG. 4.3: Schéma des liaisons entre les différentes cartes électroniques.

En tenant compte des spécifications ci-dessus, la version actuelle des stations autonomes a donc été développée (figure 4.1).

#### 4.1.1 Les différents éléments de la station

**L'antenne papillon :** L'antenne est formée par 4 bras cylindriques en aluminium, en forme de triangle isocèle (1.07 m de hauteur et 0.75 m de base) avec un diamètre de 6 mm. Ce choix est un compromis entre la longueur du radiateur, la robustesse au vent, le coût et la capacitance. Cette géométrie a la particularité de rendre l'antenne papillon plus sensible aux basses fréquences, ce qui favorise la détection à des grandes distances de l'axe de la gerbe ( $> 1$  km). Sa fréquence de résonance se situe à environ 50 MHz. Comme l'antenne dipôle, l'antenne papillon possède un amplificateur à bas bruit (LNA) qui se situe dans la partie supérieure du mât de l'antenne, à la rencontre des quatre radiateurs. Après avoir été amplifié, un filtre placé en amont de la carte trigger supprime certaines fréquences du signal correspondant à une partie des émetteurs AM et FM. En effet, l'analyse des spectres en fréquence a révélé l'existence du phénomène d'intermodulation dans certaines antennes. Cela provient du fait que la réponse de l'amplificateur (LNA dans ce cas, mais aussi dans l'amplificateur de la carte MATACQ) n'est pas linéaire dans la bande de fréquence utilisée. La conséquence est l'apparition dans le spectre de bandes étroites centrées sur des fréquences égales à des combinaisons linéaires des bandes réelles. Les caractéristiques du LNA décrites dans [128], ressemblent à celles du LNA conçu pour l'antenne dipôle. Excepté le LNA, toutes les cartes électroniques sont contenues dans un caisson métallique qui sert de support à l'antenne (figure 4.2). Des détails concernant les performances de l'antenne seront exposés par la suite.

La différence essentielle entre le dipôle court et l'antenne papillon est représentée par la figure 4.4, sur laquelle nous comparons les hauteurs effectives des deux antennes simulées avec le logiciel 4NEC2. On note que sa sensibilité a été augmentée dans la bande 25-85 MHz.

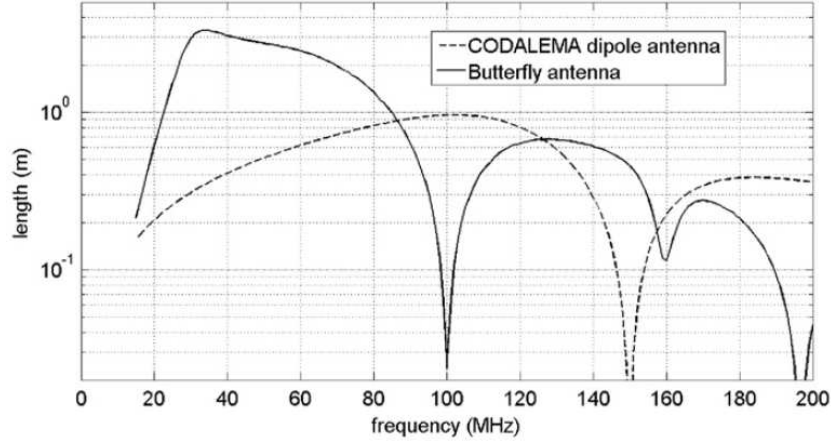


FIG. 4.4: Simulation de la hauteur effective en fonction de la fréquence pour l'antenne papillon (trait continu) et le dipôle court (pointillé).

**Carte trigger :** Développée à SUBATECH, cette carte, qui est l'un des éléments centraux de l'expérience, permet la détection et la sélection analogique des signaux sur l'une des deux voies (polarisations) de l'antenne. Sur chacune des 2 voies est appliqué un filtre passe-bande analogique dont les caractéristiques doivent être optimisées selon l'environnement. Pour CODALEMA-III, un filtre 45-55 MHz a été choisi car il s'agit d'une bande où le spectre en fréquence du fond est relativement plat et où l'on n'observe pas d'émetteur parasite puissant. Ensuite, le signal filtré est comparé à un seuil en tension programmable afin de tenir compte du niveau de bruit radio. La carte trigger permet de déclencher l'acquisition par voie externe (détecteur de particules par exemple), et aussi en mode « 1-wire » où des déclenchements volontaires sont produits afin d'évaluer le niveau de bruit de fond radio à un moment donné. Finalement, le signal analogique est adapté ( $50\Omega$ ) et envoyé à la carte MATAcq pour être numérisé.

**Carte MATAcq :** La carte MATAcq est une carte d'acquisition des signaux analogiques rapides avec un taux d'échantillonnage élevé. Le codage est réalisé de la façon suivante : le signal analogique est continûment échantillonné à la fréquence  $F_e = 1$  GS/s dans une mémoire analogique circulaire<sup>1</sup>. L'arrivée d'un signal de déclenchement initie la phase d'arrêt d'échantillonnage. À l'issue de cette phase, l'état de la mémoire est figé. Elle contient alors les 2560 derniers points échantillonnés, ce qui est largement suffisant pour contenir le transitoire associé à la gerbe (quelques centaines de ns) et le bruit avant et après le transitoire. Ces 2560 points stockés sous forme analogique dans les puces MATAcq sont codés en données numériques avec une dynamique de 14 bits, puis stockés dans une mémoire tampon. En consommant 10 W, la carte MATAcq est la partie de l'électronique qui demande le plus

<sup>1</sup>Ce taux d'échantillonnage permet de mesurer les variations du champ électrique à la nanoseconde près, ce qui donne accès (théoriquement) aux fréquences jusqu'à 500 MHz.



d'énergie. On remarque que cette consommation est liée au taux d'échantillonnage du signal analogique et de la bande passante de l'amplificateur d'entrée. En fonction des caractéristiques souhaitées sur le signal en sortie, un compromis doit donc être trouvé entre la consommation, le taux d'échantillonnage, la durée du signal, la bande passante et évidemment le coût d'une telle carte.

Cette carte a été développée au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire d'Orsay (LAL) et au Commissariat à l'Énergie Atomique à Saclay (CEA). Des informations sur son principe de fonctionnement peuvent être trouvées dans [129].

**Carte GPS :** La datation des événements est faite par une carte GPS développée au Laboratoire d'Astronomie de l'Observatoire de Besançon (LAOB). La différence entre le temps mesuré entre deux stations déclenchées simultanément est souvent inférieure à 5 ns (figure 4.5), alors que la résolution individuelle est de 1 ns. Une précision proche de la dizaine de nanosecondes est nécessaire pour reconstruire de façon satisfaisante la direction d'arrivée des événements (en supposant que le front d'onde est un plan). En plus de dater les événements, les GPS embarqués permettent aussi de donner les coordonnées de chaque antenne avec une précision inférieure à 3 mètres. Cette précision est proportionnelle au nombre de satellites disponibles, au nombre de satellites effectivement vus et de la durée de la mesure.

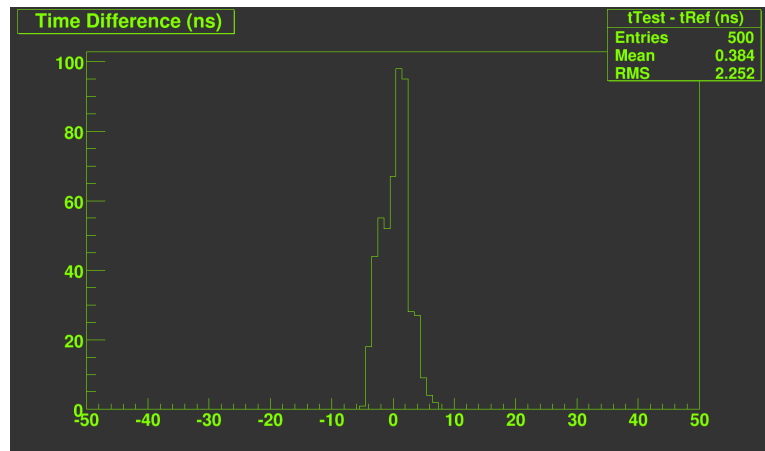


FIG. 4.5: Distribution des différences de temps GPS entre deux stations autonomes placées côte à côte pour 500 déclenchements en mode externe. Cette figure a été produite lors des tests de stations autonomes à SUBATECH.

**Carte alimentation :** L'alimentation des éléments de la station est pilotée par une carte, aussi élaborée au LAL, qui distribue 12 V à travers le fond de panier<sup>2</sup> vers toutes les autres cartes. Il est évident que le fonctionnement de l'antenne dépend d'une distribution de courant stable et avec un minimum de pertes. Sur le

<sup>2</sup>En électronique, un fond de panier est une carte qui permet l'intégration d'un ensemble de périphériques.

site de Nançay, l'ensoleillement ne permet pas la génération d'énergie par des panneaux solaires de façon continue, pendant toute l'année. Ainsi, comme dans le cas de CODALEMA-II, les stations sont alimentées par un réseau de câbles. Cette option n'est bien sûr pas envisageable si le réseau de stations doit couvrir des dizaines de milliers de km<sup>2</sup>, ce qui privilégie les régions très ensoleillées avec peu de précipitations. La consommation actuelle de chaque station autonome de CODALEMA-III est de 24 W. Le tableau 4.1 montre la consommation de puissance de chaque partie de l'électronique.

Éléments	Consommation
LNA	0.8 W
Trigger	3.3 W
PC + RABBIT + GPS	4 + 1.5 + 1 W
Carte PCI + WiFi	2.5 W
MATACQ	10 W
Alimentation	2.3 W

TAB. 4.1: Consommation des cartes électroniques des stations autonomes.

**Carte RABBIT :** L'interface entre les cartes mentionnées jusqu'à présent et l'ordinateur embarqué est faite à travers une carte dite RABBIT (développée à la Station de Radioastronomie de Nançay), à laquelle toutes les autres cartes sont connectées, comme le montre la figure 4.3. Si la vitesse d'échange de données dans l'acquisition d'un événement est contrainte en majeure partie par le transport dans le fond de panier, la carte RABBIT y contribue également. Dans ce cas, si l'on souhaite augmenter le taux d'acquisition, qui est actuellement à environ 28 événements par seconde, son remplacement par une carte RABBIT plus performante serait l'une des solutions à privilégier.

**Carte PC :** Une fois que le signal est numérisé et daté, les informations sont transmises à une carte PC (LINUX, 500 MHz, 8 Gb de mémoire flash), qui sont ensuite enregistrées. La carte PC dirige la station : elle contient le software de programmation de contrôle des cartes, d'acquisition locale, peut interrompre l'acquisition à n'importe quel moment, peut réaliser une pré-analyse des données, notamment en ce qui concerne les niveaux de trigger (T2, défini par la suite), et grâce à cette carte, la station reste en communication avec le monde extérieur. Il est possible d'interagir avec une ou plusieurs stations simultanément. Programmable en C ou C++, les caractéristiques de la carte PC garantissent la robustesse, et le fait d'être séparée des autres cartes permet un remplacement facile en cas de panne.

#### 4.1.2 L'architecture logicielle

D'un point de vue informatique, l'architecture de l'acquisition des données réalisée à SUBATECH est commandée par un paquetage dit An (Antenna network), qui

inclut plusieurs sous-paquetages au niveau local (Ra, Rc, At) station par station, ou central (deploysh). La communication entre la carte RABBIT et la carte PC se fait par le paquetage Rc. Le paquetage Ra contrôle l'acquisition des cartes trigger, MATAcq et GPS à un taux d'environ 28 événements par seconde. Le paquetage At permet le contrôle et le monitoring local. Il contient une série de scripts qui permettent : de lancer ou arrêter l'acquisition ; d'accéder aux numéros de série de chaque carte électronique ; de couper l'alimentation du châssis de chaque station ; de changer de run de production à des heures précises, ce qui peut être pratique dans le cas d'un basculement de seuil de détection ; de suivre en temps réel l'acquisition des données dans le réseau. La figure 4.6 montre l'exemple du monitoring en temps réel pour une station autonome.

```

RcChrono INFO: ScienceThread: duration = 10462 us - ( 1360327062 - 1360327062 ) s
#####
AtCrate INFO: Station Identifier 022 - Acquisition Mode Shower - EventCounter 35072
=====
AtTrigger INFO: Threshold: NS 0fff (511.9mV) - EW 0020 (4.0mV)
AtTrigger INFO: Command: NS off - EW on - 1W on - Ex off - LNA NS on - LNA EW on - B4-7 0 - B10-15 02
AtTrigger INFO: Status: NS nok - EW ok - 1W nok - Ex nok - B4-15 080
AtTrigger INFO: T1 Counter (6LSBits): NS 0 - EW 2
=====
AtGps INFO: latitude = 47.376114° - longitude = 2.195206° - gpsHeight = 190.00m
AtGps INFO: Status: IPPS ok - Ha frame ok - Hn frame ok - Spacecrafts > 2 ok - Antenna ok
=====
AtTime INFO: 2013/02/08 - 12:37:57 - 0849465884ns
=====
AtMatacq INFO: PostTrigger column 068/128 - Trigger Cell 1197
=====
AtDsp INFO: Period 0.090
#####
=====
AtFeature INFO: [sigma (mV) - tot (ns)] : [34.2 - 0.0] [107.9 - 105.0] [29.7 - 0.0]
AtFeature INFO: area #1: sigma 107.9mV - max [278.9mV - 1046ns] - tot [105ns - 244ns]
=====
AtFeature INFO: [power (mV2) - rise time (ns)] : [1168.7 - 317.0] [11590.0 - 53.0] [882.4 - 547.0]
AtFeature INFO: area #1: power 11590.0mV2 - rise times [53ns - 18ns - 57ns]
AtFeature INFO: Event NOT selected.
RcAtRabbitClient INFO: Event NOT selected.
#####

```

FIG. 4.6: Exemple de monitoring en temps réel de l'acquisition pour une station du réseau. Certaines caractéristiques de l'événement sont mises en évidence par un cadre blanc : Le numéro la station (022), le mode d'acquisition (gerbe, 1-Wire ou « survey » GPS), et le numéro de l'événement (35072) ; la voie de déclenchement (est-ouest) ; la position GPS de l'antenne ; la datation de l'événement à la nanoseconde près ; et un ensemble d'informations concernant une méthode de réjection de parasites que l'on décrira par la suite. Comme il est indiqué, cet événement n'est pas un candidat gerbe.

Une autre fonctionnalité du paquetage At est d'envoyer des trigger dits « 1-Wire », ce qui en plus de s'assurer du fonctionnement correct de la station (un déclenchement est fait toutes les 5 minutes), permet de prendre une « photo » du bruit de fond radio à un moment donné de la journée.

Le paquetage deploysh contient, entre autres : les informations sur le positionnement des antennes, l'adresse IP de chaque station, numéro de châssis, de LNA et le nom des antennes. La version actuelle du paquetage At produit sept fichiers en sortie, dont deux particulièrement importants pour l'analyse des données. Le premier est un fichier en format binaire dit « Science », composé 5158 mots de 16 bits et qui

contient notamment la forme d'onde de l'événement. Le second fichier, dit « Log », contient la datation de l'événement en jour julien.

Mentionnée brièvement jusqu'ici, la stratégie de sélection des signaux est sans doute le point majeur de l'acquisition des données. Elle peut avoir lieu à plusieurs niveaux dans l'électronique de chaque station et plus globalement lorsque l'information est collectée par la chaîne d'acquisition centrale. Dans la configuration actuelle des stations autonomes il existe 3 niveaux de sélection :

- **T1** : il s'agit du premier niveau de sélection. Un signal analogique arrive au niveau de la carte trigger, il est filtré dans la bande 45-55 MHz et comparé à une tension seuil (qui peut être modifiée à distance). Si au moins un des 2560 points dépasse le seuil, le signal suit le parcours de numérisation et d'enregistrement. Il est important de remarquer que le fait que le signal soit analogique à ce stade rend compliquée une analyse plus détaillée de ses caractéristiques. La vitesse d'acquisition des événements est fortement conditionnée à ce niveau.
- **T2** : à ce niveau, le signal est numérisé et stocké dans la carte PC de la station. Une analyse plus complexe (énergie, forme d'onde des signaux par exemple) devient possible. Actuellement des algorithmes de sélection sont programmés dans la carte PC des stations autonomes. Ils seront décrits à la fin de ce chapitre.
- **T3** : il s'agit de la mise en commun de l'information de plusieurs stations en coïncidence par la chaîne d'acquisition centrale. Cela permet notamment de reconstruire et de sélectionner des directions d'arrivée ou multiplicités particulières. Le T3 sera bientôt intégré dans la chaîne d'acquisition de CODALEMA-III.

Nous verrons par la suite que même si nous connaissons les caractéristiques des signaux qui nous intéressent, il peut être parfois très difficile de les distinguer du bruit de fond et par conséquent, un nombre important de signaux parasites est enregistré.

#### 4.1.3 Le réseau de stations autonomes

Des stations autonomes de test ont été posées sur le site de la Station de Radio-astronomie de Nançay et enregistrent des données depuis juillet 2009. En Mai 2011 le réseau tel qu'il est aujourd'hui, formé de 33 stations, a été mis en place<sup>3</sup>. Ces 33 stations ont été complètement assemblées et testées à SUBATECH. Le réseau de stations autonomes (figure 4.7) couvre actuellement une surface d'environ 0.6 km<sup>2</sup>. Une 34<sup>ème</sup> station particulière a été installée. Il s'agit d'une station dont l'acquisition est provoquée par le réseau de scintillateurs. Cette station permet de disposer de l'ensemble des événements gerbe mesurés par ces derniers sous la forme de données identiques à celles des stations autonomes et notamment avec une datation sous un

---

<sup>3</sup>Le réseau sera étendu à 60 stations à l'automne 2013.

format de seconde GPS.

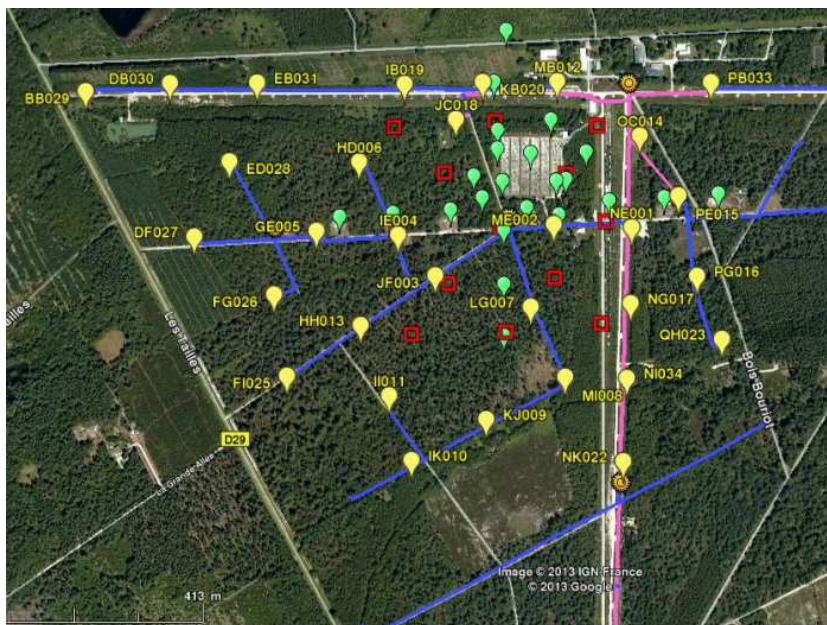


FIG. 4.7: Vue aérienne du réseau CODALEMA 3 en fin 2011. Cercles jaunes : Boîtiers relais. Carrés rouges : réseau de scintillateurs. En vert : réseau d'antennes dipôle, et en jaune l'actuel réseau de stations autonomes qui couvre une surface d'environ 0.6 km<sup>2</sup>. Les lignes bleues et roses indiquent le raccordement électrique des stations.

Le nom des stations portent deux lettres, qui indiquent leur positionnement sur une grille virtuelle, puis trois chiffres qui peuvent éventuellement être modifiés si des changements majeurs sont effectués (remplacement d'une carte électronique par exemple).

La distribution de l'alimentation du réseau se fait à travers des boîtiers relais. Le boîtier principal est situé à proximité de MB012, au croisement des bras du radio-héliographe. Le courant y est distribué vers plusieurs branches et sous-branches (et aussi à travers d'autres boîtiers), comme il est indiqué dans la figure 4.7. Environ 9 km de câbles électriques ont été enterrés pour constituer ce réseau d'alimentation électrique. Sa géométrie a volontairement été calquée sur le réseau des routes et des chemins forestiers pour faciliter les travaux d'infrastructure. Une longueur élémentaire de 150 m sépare deux stations successives. Une attention particulière a été portée aux sections de cuivre utilisées afin de s'assurer que les stations en bout de branche (BB029 ou QH023 par exemple) reçoivent bien 220 V malgré les chutes de tension. L'un des boîtiers relais qui assurent la transmission de puissance est montré dans la figure 4.8. Un réseau informatique constitué de fibres optiques a été installé en même temps que le réseau électrique. Dans chaque station, un switch optique est utilisé pour faire une transition de la fibre optique à une paire cuivrée et assurer le relais vers la station suivante. De plus, une alimentation linéaire assure la conversion

des 220 V alternatif vers une tension continue de 15 V.

Après la mise en route de l'acquisition des données, le réseau a connu une série de pannes d'alimentation de certaines stations : des branches entières étaient tout d'un coup privées de puissance électrique ; des courants de fuite se cumulaient et parfois finissaient par dépasser la valeur seuil de 30 mA, ce qui provoquait l'arrêt de l'alimentation. Il a été décidé, par mesure de précaution, d'installer des disjoncteurs sur chacune des stations du réseau. Depuis quelques mois les pannes électriques sont de moins en moins fréquentes.



FIG. 4.8: Boîtier relais BR006.

#### 4.1.4 La réponse de l'antenne au bruit galactique

Dans ce paragraphe nous allons voir comment le rayonnement radio des électrons de la galaxie, qui a d'ailleurs donné naissance à la radioastronomie dans les années 30, peut être utilisé pour quantifier la sensibilité de l'antenne papillon.

Dans le but d'étudier les interférences radio liées aux communications téléphoniques sur des grandes distances, l'ingénieur Karl Jansky bâtit en 1931 à Holmdel, New Jersey, une antenne sensible à la fréquence de 20.5 MHz ( $\lambda = 14.6$  m) [142]. Suite à des observations qui ont duré plusieurs mois, Jansky identifie dans un premier temps une source de bruit à cette fréquence : des orages proches et lointains. Une autre source, inconnue jusqu'à lors, était aussi présente. La direction de cette source mystérieuse variait au cours de la journée, avec une période de 23 heures et 56 minutes, caractéristique des objets astrophysiques éloignés du système solaire. Les coordonnées des pics radio dans le spectre coïncidaient avec la constellation du Sagittaire, dans la direction du centre la Voie lactée. Cette découverte majeure donne naissance à la radioastronomie [143]. Ce bruit est aujourd'hui associé au rayonnement synchrotron des électrons dans le champ magnétique galactique.

Une source de rayonnement dans le MHz ayant une variation journalière devient un excellent outil pour mesurer une réponse d'antenne. Dans cette optique, nous

avons sélectionné tous les événements correspondant à des déclenchements en mode 1-Wire pour l'ensemble des stations autonomes. La période d'acquisition varie en fonction de la station et a eu lieu entre septembre 2012 et février 2013 dans la plupart des cas. La figure 4.9 montre la moyenne quadratique (ou RMS) en mV des signaux filtrés dans la bande 45-55 MHz en fonction de l'heure LST pour 10 stations autonomes. En rouge : polarisation EW. En bleu : polarisation NS. On voit clairement une variation le long de la journée avec un maximum d'émission vers 18 heures (LST). Nous observons également que, même si l'accord global est satisfaisant, l'allure des courbes n'est pas tout à fait la même pour l'ensemble des antennes. Cela peut être dû au moins à deux causes : soit certaines antennes n'ont pas accumulé suffisamment d'événements pendant une partie de la journée pour que la valeur moyenne associée mette en évidence la variation attendue ; soit la réponse de l'antenne n'est tout simplement pas optimale. Cette dernière hypothèse, qui jouera un rôle dans l'efficacité de détection des transitoires cosmiques, doit sans doute être vérifiée. La variation de l'émission galactique est également mise en évidence par la figure 4.10, où l'on voit les spectres pour une station autonome au maximum (orange et bleu clair) et au minimum (rouge et bleu foncé) de l'émission et pour les deux polarisations (EW sur la partie supérieure et NS sur la partie inférieure). L'ensemble des données est utilisé pour produire ces courbes. Les événements pour lesquels le fonctionnement d'une station était défectueux ne sont pas exclus et contribuent donc aux disparités (forme, valeur minimum, différence entre les extremums) que l'on peut observer d'une station à l'autre. On peut d'ailleurs s'appuyer sur ces écarts à un comportement moyen pour repérer en ligne un comportement défectueux ou la dérive dans le fonctionnement d'une station. D'autres mesures, cette fois-ci comparées (avec succès) à des simulations, ont été réalisées avec les premiers prototypes d'antenne papillon. Elles sont décrites dans [144].

La sensibilité de l'antenne papillon à la variation du bruit galactique, dont la puissance est inférieure à celle d'un événement engendré par une gerbe, a été mise en évidence et indique que cette nouvelle antenne est un excellent outil pour la détection des rayons cosmiques.

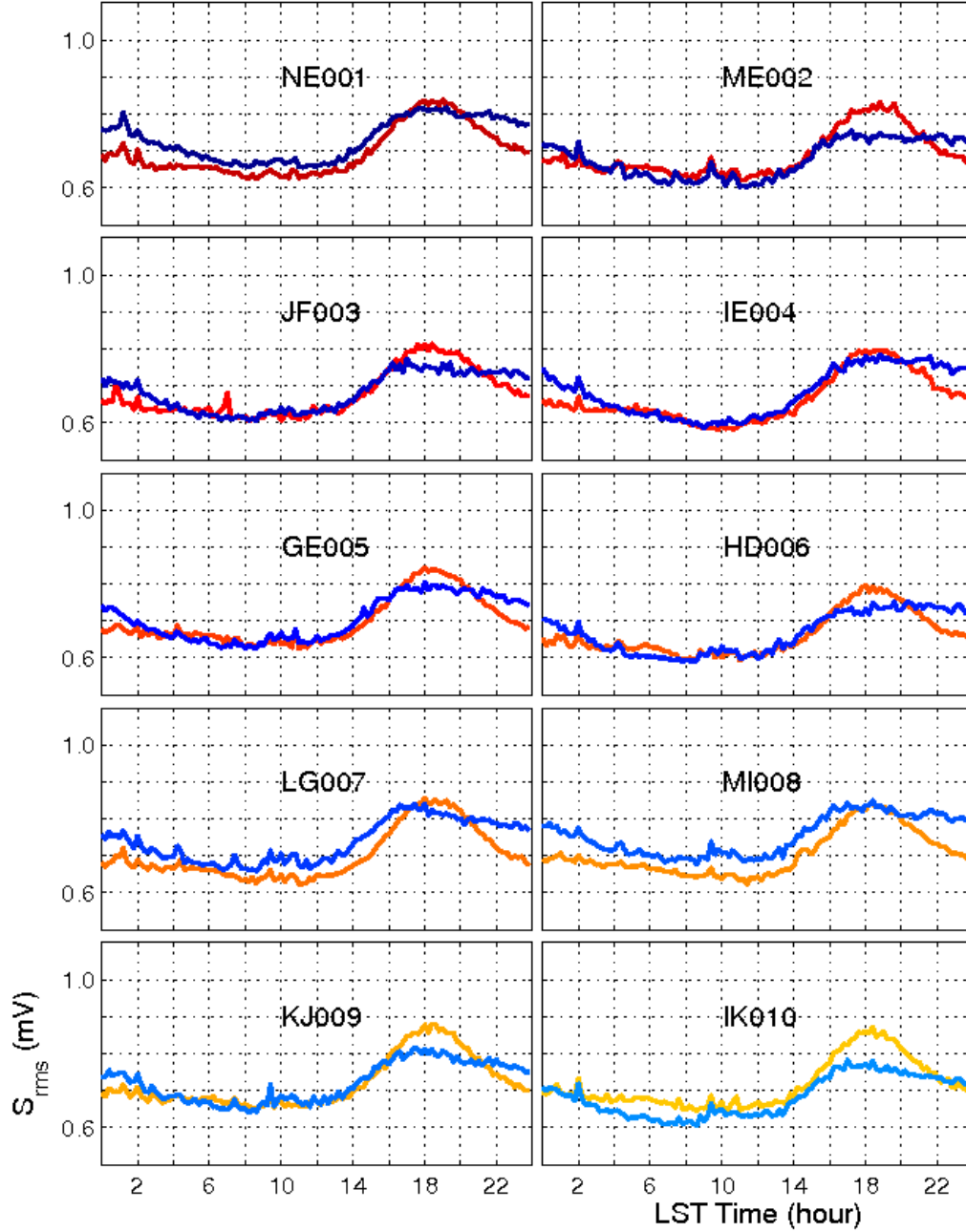


FIG. 4.9: Moyenne quadratique de la trace (en mV) en fonction de l'heure LST de la journée pour des déclenchements en mode « 1-Wire ». Environ 40000 traces par station et par voie ont été enregistrées tout au long de plusieurs journées entre septembre 2012 et février 2013. En rouge : polarisation EW. En bleu : polarisation NS.



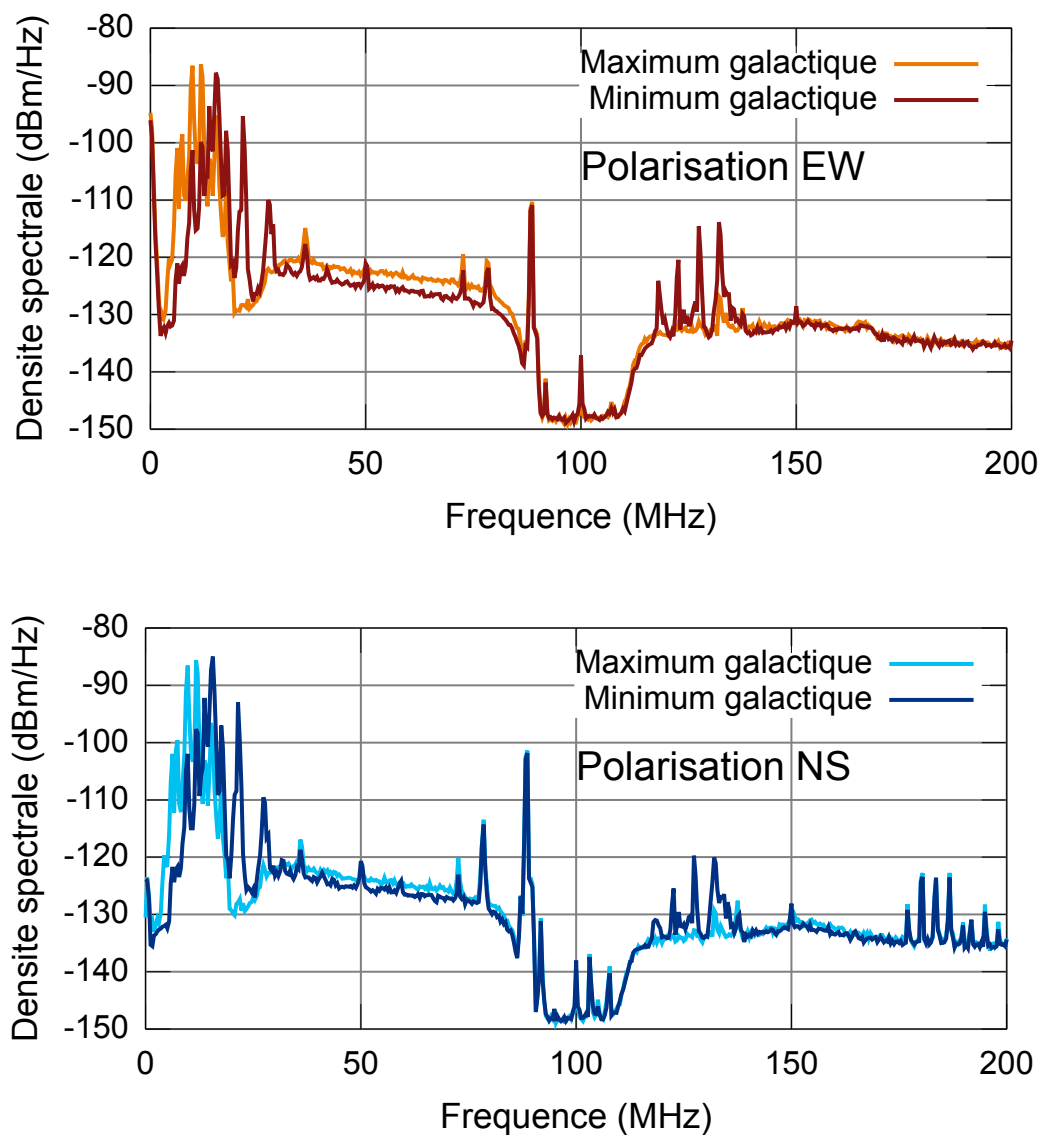


FIG. 4.10: Spectre obtenu avec une station autonome pour le maximum (orange et bleu clair) et minimum (rouge et bleu foncé) de l'émission galactique et pour les deux polarisations (EW en haut et NS en bas). On voit clairement la présence de puissantes raies autour 10 et 100 MHz, qui correspondent aux bandes d'émission radio AM et FM.

## 4.1.5 Positionnement des antennes

Si la qualité de la reconstruction dépend de la résolution temporelle au niveau de chaque trace, elle dépend également de la précision au niveau du positionnement des antennes. Des séries de mesures ont été effectuées depuis la mise en place du réseau de stations autonomes en 2011 avec trois différents outils : deux GPS portables (un de type grand public de marque Garmin et un de type professionnel de marque Trimble) et le GPS embarqué dans chaque station, tous les trois basés sur le système géodésique mondial WGS 84. La figure 4.11 (gauche) montre la différence en coordonnées Easting-Northing (m) entre les mesures avec les GPS Garmin et Trimble. Le principe de mesure est toujours le même : le GPS est posé au centre de la station, et après environ une minute il fournit le résultat avec une précision (en général inférieure à 3 mètres) proportionnelle au nombre de satellites disponibles et du temps d'exposition. On voit que l'écart dépasse souvent la dizaine de mètres, ce qui en unité de temps représente environ 30 ns. Une incertitude de cet ordre de grandeur concernant uniquement le positionnement des antennes est sans doute trop élevée. D'autres mesures ont ainsi été effectuées, cette fois-ci en utilisant le GPS de chaque station autonome. Il est possible de configurer les stations en mode « Survey<sup>4</sup> », et au bout de quelques jours une nouvelle position sera donnée. La figure 4.11 (droite) montre la même différence entre les positions calculées cette fois-ci entre le Survey GPS embarqué sur les stations et le GPS Trimble. Dans ce cas les résultats sont bien meilleurs. Finalement, le positionnement actuel des stations est celui fourni par le Survey GPS.

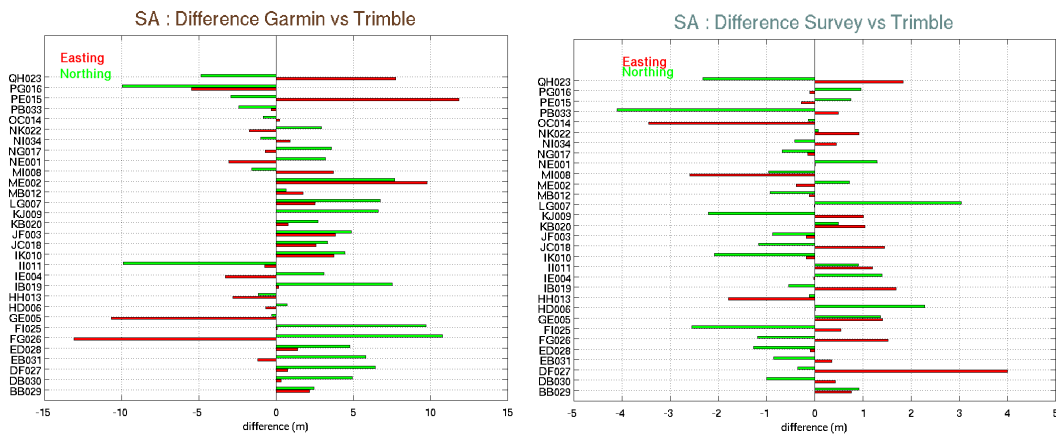


FIG. 4.11: **Gauche** : différence entre les mesures effectuées avec les GPS Garmin et Trimble. Ces différences sont relatives à la position de la station BB029 (Easting : 438436 m ; Northing : 5247886 m). **Droite** : différence entre les mesures effectuées avec le Survey GPS et Trimble. Il est important de remarquer que les échelles ne sont pas les mêmes.

<sup>4</sup>Les stations autonomes peuvent opérer en mode Survey (surveillance). Pendant cette période, qui peut durer plusieurs jours, leur position sont recalculées automatiquement à l'aide du GPS embarqué.

On remarque qu’une incertitude sur le positionnement de l’ordre du mètre peut être considérée comme étant satisfaisante car elle ne peut être plus précise que les dimensions de l’antenne. Les mesures avec le GPS Trimble ont été effectuées en mode différentiel, dans lequel un réseau de stations fixes de référence transmet l’écart entre les positions indiquées par les satellites et leurs positions réelles connues.

## 4.2 Le traitement du bruit dans CODALEMA-III

Le fait que le déclenchement dans CODALEMA-III se fasse cette fois-ci sur un transitoire radio, contrairement à CODALEMA-II, implique une certaine vulnérabilité des antennes papillon face aux diverses sources radio-parasites. Le bruit radio constitue la plus grande source d’erreur dans la mesure des transitoires en provenance des gerbes. Ce bruit peut interférer de façon constructive ou destructive, et donc augmenter ou diminuer l’amplitude des transitoires. Il y a deux sortes de bruit radio qui ont une influence sur la pureté du signal contenant le transitoire que l’on veut mesurer : le bruit de fond et les RFI (Radio Frequency Interferences). Les deux peuvent avoir une origine naturelle ou humaine et leur définition peuvent parfois se ressembler. Le bruit de fond est toujours décorrélié du signal et n’a pas toujours de caractéristique spectrale distincte (voir figure 4.12). Il a souvent une origine thermique (la propre électronique de la station ou le bruit galactique), pouvant aussi être produit par l’homme (voitures, appareils électroniques, moteurs, etc). Cette dernière contribution est dominante dans les zones urbaines et peut difficilement être traitée au cas par cas, du fait de leur rapide évolution dans le temps et dans l’espace. Les RFI, contrairement aux bruits de fond, ont des caractéristiques distinctes. Il s’agit fréquemment de puissants émetteurs à bande étroite utilisés pour la communication (radio AM et FM). Des sources RFI naturelles comme les orages peuvent également générer des transitoires de grande amplitude qui déclenchent l’acquisition des données. Même si la probabilité d’avoir un événement gerbe au même moment qu’un orage est quasi nulle, l’intensité du champ électrique atmosphérique peut varier fortement lors des périodes orageuses. Par conséquent, cela pourrait conduire à une surestimation de l’amplitude du champ détecté et une modification du profil de polarisation de l’onde. Un suivi des conditions météorologiques devrait donc exister pour avoir des données avec une meilleure qualité.

Finalement, en résumé, il y a le bruit qui sera présent de façon permanente dans le spectre de nos données (d’origine thermique, bandes AM et FM, par exemple) et le bruit anthropique émis à l’intérieur et aux environs du site de l’expérience par des différentes sources. Le bruit anthropique n’est pas forcément présent dans le spectre des données qui nous intéressent mais il peut avoir des caractéristiques semblables à celles d’un transitoire gerbe et ainsi déclencher l’acquisition de façon permanente. De ce fait, c’est notamment ce dernier que l’on cherchera à éliminer.

Le but de cette section est de faire un inventaire de l’environnement radio du site de la Station de Radioastronomie de Nançay dans lequel est plongée l’expérience CODALEMA, et proposer des solutions aux problèmes rencontrés. Dans un premier

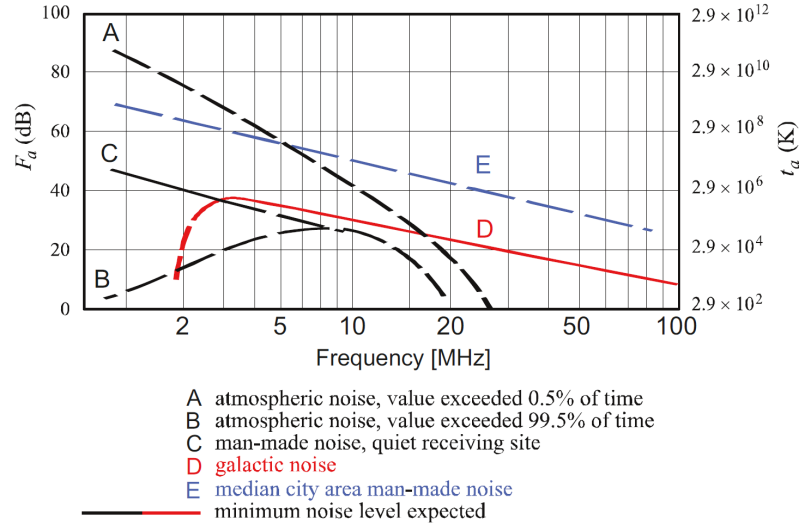


FIG. 4.12: Bruit de fond dans la bande 1-100 MHz [145]. Dans le cas idéal, le bruit dominant serait d'origine galactique.

temps, les résultats d'un lot de données portant sur 52 jours effectifs, pris entre le 19/03/2011 et le 12/07/2011 seront présentés. Les jours manquants correspondent soit à des périodes pendant lesquelles le réseau était en panne ou éteint, soit à des moments où les antennes étaient complètement saturées par les sources parasites qui seront mentionnées par la suite. Le taux de trigger varie en fonction de la période de la journée et en fonction de l'environnement autour de la station. Il peut atteindre jusqu'à 600000 événements par jour et par station, soit en moyenne 7 Hz pendant toute la journée. Deux changements importants ont été effectués au cours de cette nouvelle configuration : le premier concerne le nombre d'antennes, qui passe de 16 à 33 à partir du 27/05/2011. Le deuxième est l'implémentation d'un changement de seuil de détection. Comme la plupart des parasites apparaissent pendant la journée, nous avons été obligés d'augmenter le seuil pendant la journée pour diminuer le taux d'acquisition et éviter un remplissage rapide des disques de stockage. À ce stade de CODALEMA-III, aucune sélection au niveau T2 (carte PC) n'était encore mise en place.

#### 4.2.1 La procédure de recherche de coïncidences

À l'opposée des antennes de CODALEMA-II dont la datation des événements est garantie par l'emploi d'un déclenchement central, l'analyse des données des stations autonomes nécessite l'élaboration d'un algorithme capable de rechercher les coïncidences parmi les données des stations. Les fichiers « log » produits pendant l'acquisition contenant les temps GPS à la nanoseconde près sont utilisés pour cette recherche<sup>5</sup>. Ces temps varient de 0 à 86400, qui est le nombre de secondes dans une

<sup>5</sup>Il est important de noter que ces fichiers log n'existent plus dans le nouveaux format des données.

journée. Ainsi, pour chaque journée, les temps GPS seront rangés dans un tableau de dimension  $(n \times m)$ , où  $n$  est le nombre d'antennes et  $m$  le nombre de fenêtres dans lesquelles un événement sera considéré en coïncidence. Dans un cas idéal, on diviserait la journée en des fenêtres de taille d'environ  $5 \mu s$ , qui est le temps de parcours d'une onde plane se déplaçant horizontalement au-dessus du réseau. Si la fenêtre est trop étroite en temps on risque de ne pas avoir des coïncidences ou d'en avoir une multiplicité plus faible que la multiplicité réelle de l'événement. Par contre, si elle est trop large, on pourrait avoir un regroupement de plusieurs coïncidences. Avoir une résolution de  $5 \mu s$  sur une journée équivaut à construire un tableau de taille  $n = 34 \times m = 1.728 \times 10^{10}$ . Une telle capacité mémoire n'étant pas disponible sur Matlab, la valeur limite de 20 ms a été implémentée. Cette fenêtre est suffisamment étroite pour que, dans des périodes hors saturation du réseau, une coïncidence cosmique puisse être établie sans être polluée par des stations ayant été déclenchées sur du bruit. Le tableau 4.2 est un exemple de la procédure.

L'étape suivante en ce qui concerne la reconstruction de la direction d'arrivée, sera de vérifier que la différence en valeur absolue entre le plus petit et le plus grand des temps d'une colonne donnée est bien inférieur  $5 \mu s$ , et qu'au moins 3 antennes ont été déclenchées.

NE001	-	73.696843500	...	86280.569632850
ME002	8.964112511	-	...	86280.569633013
JF003	8.964112134	-	...	86280.569633555
IE004	-	-	...	86280.569633236
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
GB037	8.964112973	-	...	86280.569632987

TAB. 4.2: Tableau contenant le temps GPS à la nanoseconde près des stations ayant été déclenchées. Les coïncidences sont rangées par colonne de 20 ms de largeur. La première colonne correspond à une coïncidence à 3 stations.

Pour résumer, la première sélection permet d'isoler les coïncidences dans un temps et avec des capacités informatiques raisonnables, tandis que la seconde garantit que ces coïncidences ne sont pas fortuites et sont physiquement compatibles avec les dimensions du réseau.

Avant de rentrer dans le détail de l'analyse, nous pouvons d'ores et déjà diviser les sources de bruit en deux catégories : les sources mobiles et les sources statiques à l'horizon.

## 4.2.2 Les sources mobiles

Quasi quotidiennement le réseau de stations autonomes observe des sources mobiles associées au passage d'avions dans le ciel de Nançay, comme le montre la figure 4.13. Elles suivent généralement une trajectoire nord-sud, ce qui est en accord avec nos connaissances des couloirs aériens à Nançay ([133], page 120). La multiplicité de

ces événements est élevée, dépassant souvent les 10 antennes. La durée de passage des avions est proche de 3 minutes et la périodicité d'émission est d'environ 1 Hz. Il s'agit probablement du « Traffic alert and Collision Avoidance System », un instrument de bord destiné à éviter les collisions en vol [146]. Compte tenu de l'altitude à laquelle sont supposés voler les avions de ligne (au-dessus de 3400 m), l'hypothèse de reconstruction du front d'onde plan paraît adéquate.

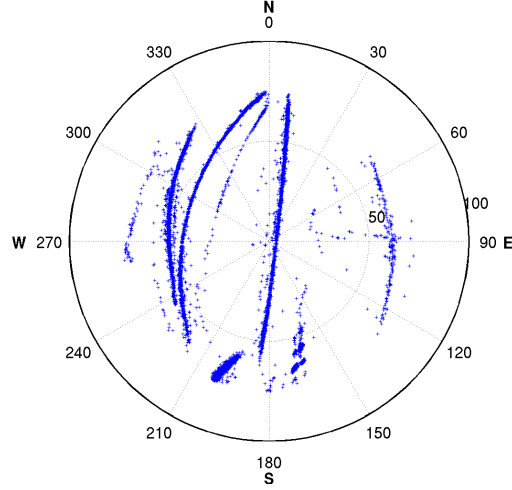


FIG. 4.13: *Projection des directions d'arrivée des événements observés par CODALEMA-III dans la journée du 16/06/2011. Plusieurs traces qui correspondent au passage d'avions sont représentées. Toutes ces traces ont un  $\chi^2$  inférieur à 5, ce qui correspond à des événements radio bien reconstruits, à l'aide de l'équation (3.10).*

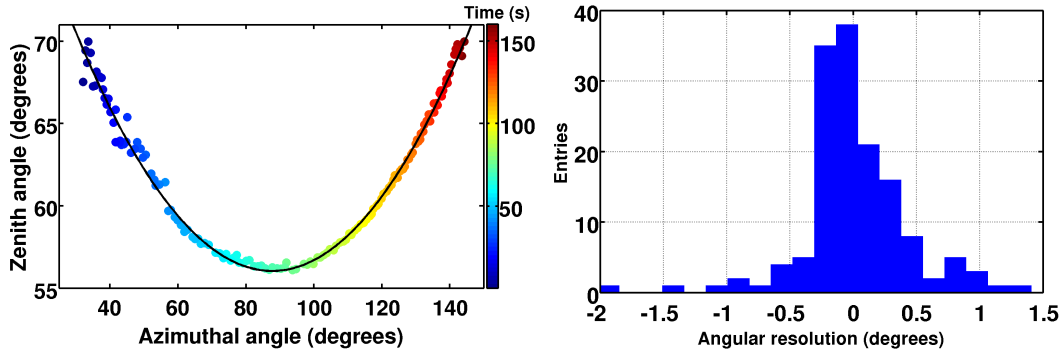


FIG. 4.14: **Gauche** : trajectoire d'un avion dans le plan  $\theta - \phi$ . L'évolution du temps de passage est représentée par les couleurs. Cette trajectoire est ajustée par un polynôme de degré 2 (formule empirique). **Droite** : distribution des résidus associés à la figure de gauche : plus de 95% des écarts à l'ajustement sont inférieurs à  $0.5^\circ$  en valeur absolue. Ici le résidu est la distance verticale entre un point de mesure et la courbe d'ajustement.

La figure 4.14 (gauche) montre une trajectoire d'avion dans le plan  $\theta-\phi$ . Malgré les incertitudes dans le positionnement des antennes (qui à l'époque pouvaient atteindre jusqu'à 20 m) et dans la datation de chaque trace, la trajectoire semble être relativement bien reconstruite<sup>6</sup>. Les points qui s'écartent de l'ajustement, que l'on suppose être la trajectoire réelle de l'avion, ont une multiplicité plus faible. Même si les avions peuvent être considérés comme une source de bruit, leur détection nous renseigne sur la résolution angulaire du réseau. Dans le cas de la connaissance de la puissance radio-électrique émise par un avion, une calibration des antennes serait aussi envisageable. Leur fréquence d'apparition (quelques traces par jour) et le taux de déclenchement induit (environ 1 événement par seconde) ne gênent pas la détection des gerbes. La figure 4.14 (droite) montre la distribution des écarts des points mesurés à l'ajustement, qui est censé décrire la trajectoire réelle de l'avion. On voit que plus de 95% des distances sont inférieures à  $0.5^\circ$  en valeur absolue, ce qui est largement suffisant en ce qui concerne cette analyse. Signalons qu'il s'agit d'une des meilleures traces reconstruites par le réseau et que la résolution estimée lors d'autres événements peuvent être moins précises. De plus, à l'aide des signaux d'avions, nous pouvons également vérifier si le positionnement des antennes est en accord avec les positions fournies par le GPS : des points de la trajectoire mal reconstruits peuvent cacher un mauvais positionnement d'une ou plusieurs antennes.

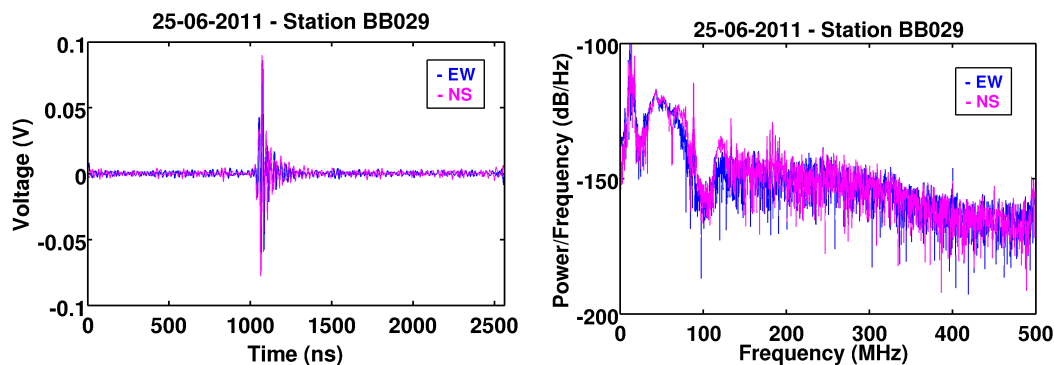


FIG. 4.15: **Gauche** : Traces filtrées dans 24-82 MHz (EW en bleu et NS en rose) d'un événement avion. **Droite** : Densité spectrale de puissance des traces de la figure de gauche.

Avoir la certitude qu'il s'agit d'un événement avion pourrait éviter une éventuelle confusion avec un événement gerbe. En effet, contrairement à la plupart des émetteurs parasites, l'émission d'un avion est souvent proche du zénith. Certaines caractéristiques du signal émis par un avion peuvent ressembler à celles d'un signal gerbe. Dans ce cas, la périodicité d'émission des avions peut être un facteur discriminant. La figure 4.15 montre la forme d'un transitoire filtré dans la bande 24-82 MHz ainsi que son spectre en fréquence associé.

Une étude sur la résolution angulaire avec les premières antennes du réseau de

<sup>6</sup>Actuellement la position des antennes est connue avec une incertitude individuelle inférieure à environ 3 mètres.

stations autonomes a été réalisée à Nançay en 2010 [133, 123]. En faisant quelques hypothèses (justifiées) sur la trajectoire de l'avion (altitude, direction et vitesse constantes), il est possible de calculer les équations du mouvement et donc la trajectoire réelle de l'avion, au lieu d'utiliser l'ajustement (empirique) de la figure 4.14 (gauche). Le résidu associé est alors la différence entre cette trajectoire donnée par l'équation du mouvement et les points de mesure, au même instant. Globalement, les résultats obtenus dans ce cas sont du même ordre de grandeur de ceux exposés ici et peuvent varier selon la qualité de la trace.

### 4.2.3 Les sources statiques

La très grande majorité des événements détectés par le réseau de stations autonomes sont émis par des sources proches de l'horizon, à proximité ou à l'intérieur de la Station de Radioastronomie de Nançay. Le but ici c'est d'évaluer, dans un premier temps, les caractéristiques des transitoires parasites d'un point de vue quantitatif, puis essayer d'isoler quelques sources afin d'en tirer des informations supplémentaires sur leur formes d'onde ou périodicité d'émission, par exemple. Comme cette fois-ci les points d'émission se trouvent près du réseau d'antennes, l'hypothèse de planéité du front d'onde n'est plus vraiment justifiée notamment dans l'optique de déterminer une distance. Cependant, nous utilisons cette hypothèse pour déterminer rapidement les directions d'émission. Nous verrons par la suite, notamment en ce qui concerne l'angle azimutal, que la différence entre les deux reconstructions (plane ou sphérique) est mineure.

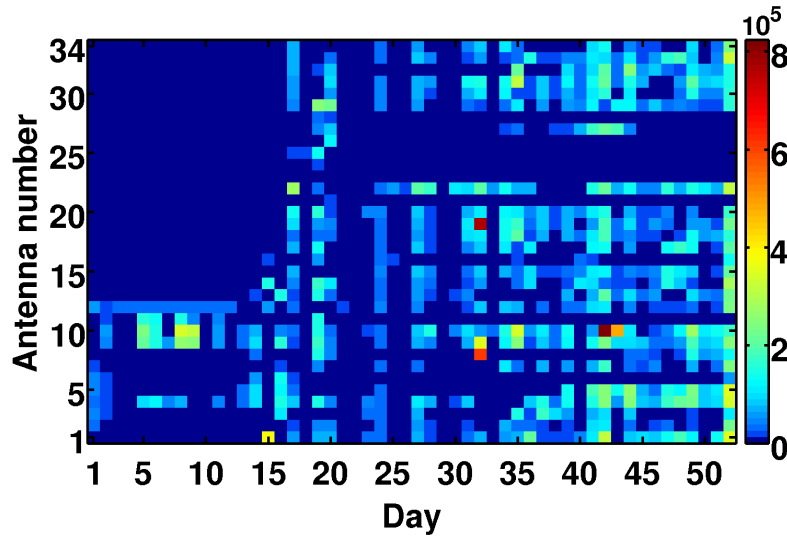


FIG. 4.16: Nombre d'événements (en couleur) pour chaque station et pour chaque journée analysée. Le jour 1 correspond au 19 avril et le jour 52 au 12 juillet 2011.

La figure 4.16 résume de façon quantitative le taux de déclenchement des stations autonomes. Au total, nous avons eu plus de 55 millions transitoires enregistrés en 52 jours, soit en moyenne plus de 1 million d'événements par jour pour l'ensemble



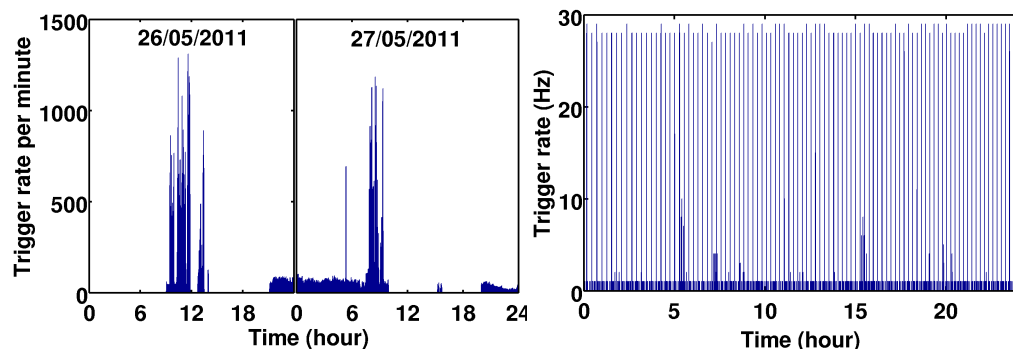


FIG. 4.17: **Gauche** : Taux de déclenchement de la station NE001 pour les journées du 26 et 27 Mai 2011. Ce taux est exprimé par minute afin d'avoir une meilleure visualisation graphique. **Droite** : Taux de déclenchement de la station MB012 le 03/04/2011.

des stations. Il est important de rappeler que, pour une surface d'environ  $0.5 \text{ km}^2$ , le flux des rayons cosmiques attendu à environ  $10^{17} \text{ eV}$  est de l'ordre d'un événement tous les deux jours et que le réseau de scintillateurs, déclenchant à un seuil proche de  $10^{16} \text{ eV}$ , observe des événements toutes les 20 minutes. Des régions en bleu foncé indiquent des arrêts momentanés de certaines stations ou la période pendant laquelle le réseau n'était pas encore composé de 34 stations (avant le 18 mai, soit le 16<sup>ème</sup> jour).

Hormis les périodes de coupure, on observe des variations importantes d'antenne à antenne et d'un jour à l'autre pour une antenne donnée. Cette variabilité peut être produite par plusieurs facteurs. Tout d'abord par une variation réelle des conditions de bruit sur l'ensemble de la zone couverte par le réseau. Certaines stations se trouvent relativement isolées, entourées de zones boisées de forte densité, alors que d'autres se situent en bordure de route (le long de laquelle passe une ligne électrique), ou à quelques pas d'autres instruments de la station. Un récent facteur est lié à la relative dispersion (autour d'une valeur donnée) du seuil de déclenchement des cartes trigger. La valeur des seuils utilisée étant très basse, pour une même valeur numérique, on constate des valeurs analogiques du comparateur différentes d'une carte à l'autre. Ce comportement non linéaire est en cours de correction par l'ajout d'un étage d'amplification du signal pour travailler dans une zone parfaitement linéaire du DAC (convertisseur numérique-analogue) de la carte.

Le réseau est probablement soumis à un très important nombre de sources parasites présentes à tout moment dans la journée. Certaines peuvent apparaître à des périodes précises et/ou être présentes de façon continue. La figure 4.17 (gauche) illustre ce fait.

L'acquisition de la station NE001 a été étudiée pendant deux journées de suite et l'on observe un grand nombre de déclenchements dans la matinée. De même, on voit la présence d'une source émettant de façon continue toutes les 1.3 secondes à partir de 21h. Nous pouvons également observer une autre source située probable-

ment à proximité immédiate de la station MB012, qui sature cette antenne pendant quelques secondes toutes les 15 minutes (figure 4.17 droite). Précisons que MB012 se situe près de plusieurs bâtiments (électronique, mécanique, cantine) de la Station de Nançay et également dans la direction du lobe arrière de l'antenne du radio-héliographe. Dans les deux figures 4.17, l'acquisition de données parasites entraîne un temps mort dans la chaîne électronique pendant une certaine durée lorsque le taux de déclenchement avoisine les 28 événements par seconde. Ainsi, en attendant une solution définitive, nous avons dû augmenter le seuil de détection de 9h du matin jusqu'à 20h (période pendant laquelle la saturation des antennes est plus fréquente) afin de ne pas remplir les disques de stockage des données. Cette mesure, sans doute nécessaire dans une phase d'apprentissage du comportement des stations faces aux émissions parasites, pénalise fortement la détection des gerbes en diminuant son cycle utile par deux. L'un des atouts de la radio-détection étant son cycle utile proche de 100%, l'électronique embarquée dans chaque station devrait être capable d'éliminer de tels transitoires selon leur caractéristiques, et ce dans des environnements variés. Il s'agit de l'un des défis majeurs de cette configuration de CODALEMA.

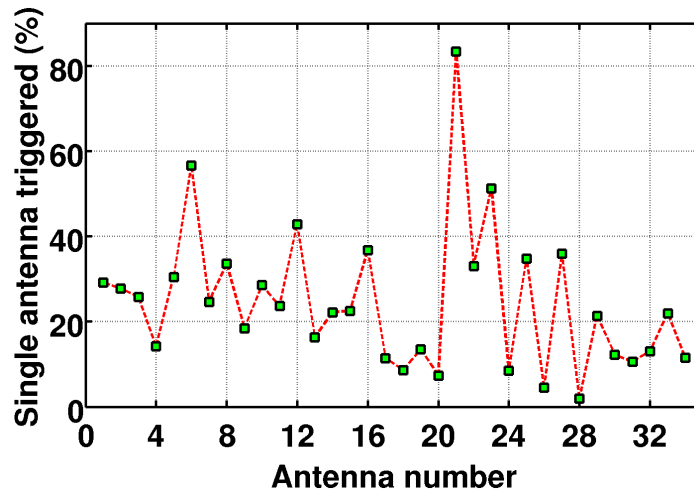


FIG. 4.18: Pourcentage d'événements observés par une seule station, pour les 52 jours de données.

Même si les émissions radio à l'intérieur de la Station de Nançay sont contrôlées, il existe des sources de transitoires radio polluantes. En effet, en plus des bâtiments mentionnés ci-dessus et du passage quotidien de voitures dans les allées de la Station, les antennes du radio-héliographe et le radiotélescope possèdent des moteurs qui produisent des signaux transitoires. Certaines de ces sources, qui peuvent être faibles en puissance, déclenchent l'acquisition des antennes si ces dernières se situent à proximité. Ces instruments ne sont pas non plus à l'abri d'une panne matérielle (dysfonctionnement d'une carte électronique par exemple) qui peut constituer une source ponctuelle dans le temps et dans l'espace de signaux parasites. Nous avons

calculé le taux d'événements observés par une station seule en le pondérant par le nombre total d'événements de cette même station. Comme le montre la figure 4.18, en moyenne, 23% de l'ensemble des événements ne sont détectés que par une seule antenne. La station numéro 21 (MC250) est celle qui enregistre le plus d'événements dits « célibataires ». Comme il a déjà été mentionné, il s'agit d'une station sans antenne qui reçoit le signal de trigger en provenance du réseau de scintillateurs et qui permet une datation GPS de ce dernier, similaire aux autres stations autonomes. On s'aperçoit donc que plus de 80% des événements observés par les scintillateurs ne le sont pas par les stations autonomes. Plusieurs effets physiques ou expérimentaux peuvent expliquer ce faible taux de coïncidences :

- Le seuil de détection du réseau de scintillateurs est plus faible que celui des stations autonomes.
- L'augmentation du seuil de détection due aux sources parasites rend les antennes quasiment aveugles aux gerbes atmosphériques pendant ce temps.
- Le réseau de scintillateurs ne couvre qu'une partie du réseau actuel de stations autonomes. Ainsi, si ces dernières sont éloignées des scintillateurs qui ont observé l'événement, il est possible que le signal radio ne soit pas suffisamment fort pour être détecté.
- Nous avons observé des différences entre le temps donné par MC250 et le temps attendu et corrigé de la propagation dans les câbles. Cette différence a été attribuée à une carte électronique temporairement défectueuse qui induisait un décalage systématique de 11 ms. Cela veut dire que si ce retard est beaucoup trop important, le temps de MC250 ne figure pas dans la même colonne dans le tableau de coïncidences que les autres stations éventuellement déclenchées.

Ce nombre relativement important d'événements parasites ayant une multiplicité égale à 1 soulève des questions qui peuvent être transposables à l'étude de l'efficacité de détection des gerbes. Même si des sources proches émettent une faible puissance, nous n'avons toujours pas compris pourquoi des stations situées à quelques dizaines de mètres les unes des autres, soumises au même environnement, ne sont pas sensibles de la même manière. S'agit-il d'une déformation du lobe des antennes ? La polarisation du champ électrique joue-t-elle sur l'efficacité de détection ? Comme on le verra par la suite, ce phénomène est aussi observé sur des événements gerbe.

La figure 4.19 (droite) montre l'évolution de la multiplicité moyenne observée par la station IK010 durant les 52 jours de prise de données. Sur la figure 4.19 (gauche) on voit la multiplicité moyenne sur les 52 jours pour l'ensemble des stations autonomes. À quelques exceptions près, les événements observés par les stations autonomes ont une multiplicité moyenne comprise entre 4 et 10.

La majorité des événements à grande multiplicité (supérieure à 10 antennes) est attribuée à quatre sources parasites que l'on décrira ci-dessous. On les nommera en fonction de leur position approximative à l'horizon. Sur chacune de ces sources on essaiera de déterminer leur périodicité d'apparition et d'émission, ainsi que les ca-

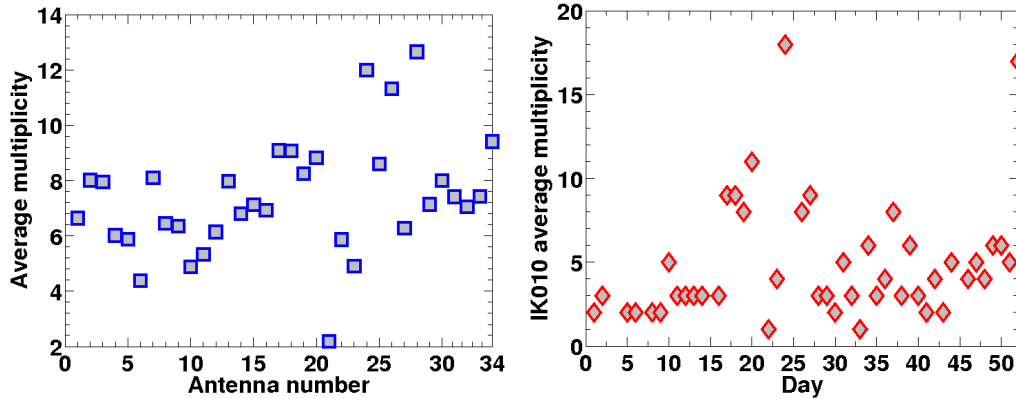


FIG. 4.19: *Gauche* : multiplicité moyenne sur les 52 jours de prises de données pour l'ensemble des stations autonomes. *Droite* : évolution de la multiplicité moyenne observée par la station IK010 durant les 52 jours de prise de données.

ractéristiques de forme d'onde. Dans les cartes du ciel, les événements situés au bord des cercles (avec un angle zénithal de  $90^\circ$ ) sont ceux pour lesquels la reconstruction du front d'onde selon l'hypothèse d'onde plane n'a pas convergé. Il s'agit dans ce cas de bons candidats à source proche du réseau.

Les deux premières sources dont les angles azimutaux sont proches de  $100^\circ$  (figure 4.20) et  $165^\circ$  (figure 4.21) ont une périodicité d'émission plus grande que la vitesse d'acquisition de l'électronique, c'est à dire, au moins 28 Hz. Elles sont présentes surtout pendant la journée et empêchent l'acquisition d'autres transitoires parasites ou cosmiques. Sur la figure 4.20, l'intensité du signal en polarisation nord-sud est en accord avec la position de la source prédite par la reconstruction de la direction d'arrivée : une source située plutôt au sud (ou au nord du réseaux), engendrera un signal plus intense en polarisation est-ouest. Les deux autres sources représentées par les figures 4.22 et 4.23 ( $165^\circ$  et  $330^\circ$ ), sont présentes pendant toute la journée et la nuit. Leur périodicité d'émission sont connues et valent 1.32 s et 1.4 s respectivement. Même si parfois leur amplitude peut être particulièrement élevée, une périodicité de l'ordre de la seconde n'empêcherait probablement pas la détection d'une gerbe.

Sur ces quatre figures, sont également présentées les formes d'onde filtrées et les spectrogrammes non filtrés des signaux. On remarque que dans certains cas, le signal peut avoir plusieurs transitoires, contrairement à ceux induits par les gerbes. En général les formes d'onde émises par une source particulière sont semblables et relativement stables dans le temps. Les spectrogrammes montrent que la bande d'émission des parasites peut souvent coïncider avec la bande en fréquence qui nous intéresse (30-80 Hz). Comme on le verra, la reconnaissance des caractéristiques du transitoire parasite peut être utile pour l'élimination de ces derniers. De même, on pourrait envisager d'éliminer des sources en se basant sur leur périodicité d'émission. Le tableau 4.3 exprime les caractéristiques des quatre sources mentionnées ci-dessus.

Une solution à court terme aux problèmes posés par les signaux parasites consisterait à localiser, puis contrôler ces sources, dans la mesure du possible. Dans la

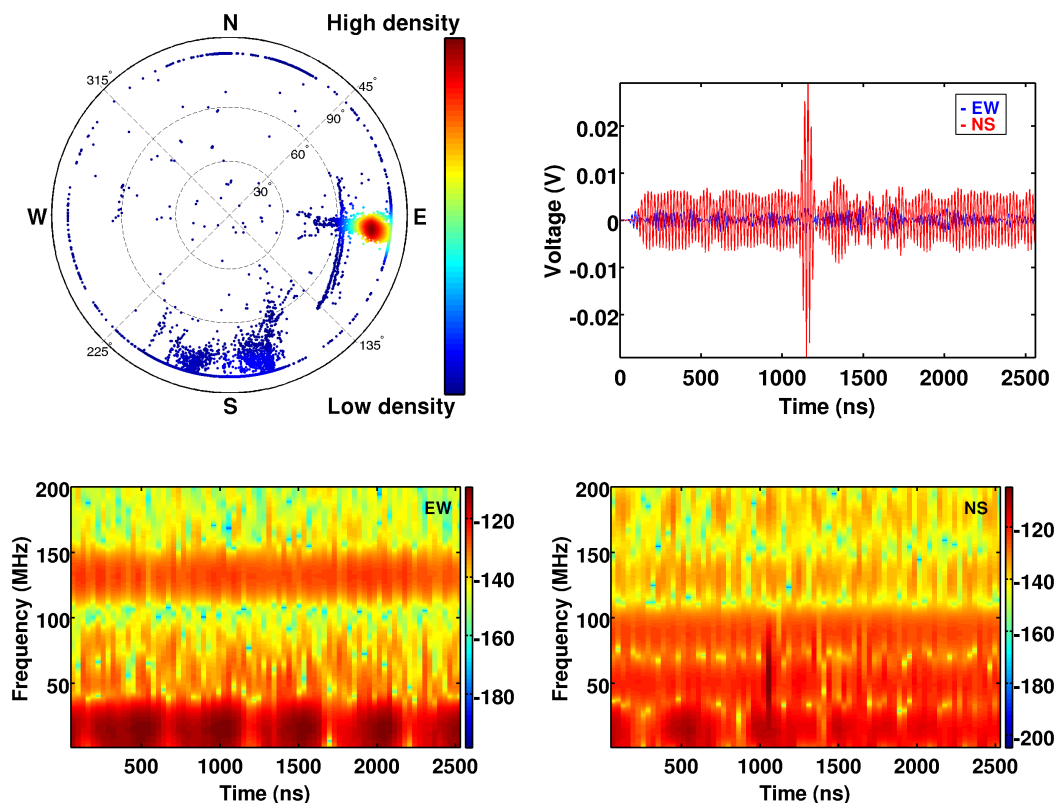


FIG. 4.20: En haut à gauche : projection des directions d'arrivée des événements en coïncidence pour la journée du 08/06/2011. La densité d'événements est représentée par les couleurs. En haut à droite : traces filtrées dans 40-60 MHz d'un événement en provenance de la zone de haute densité (proche de l'horizon, plein est) pour les deux polarisations horizontales du champ électrique. En bas : spectrogrammes des deux traces non-filtrées. Cet événement a déclenché l'acquisition des stations suivantes : NE001, ME002, JF003, IE004, LG007, OC036, PE015, NG017, KB020, NK022 et PB033. Si la source émet des transitoires périodiques, leur occurrence est supérieure à 28 coups par secondes.

Position approximative (°)	Présence dans la journée	Périodicité d'émission
100	matinée	1/28 Hz maximum
165	journée et début de soirée	1/28 Hz maximum
195	jour et nuit	1.32 s
330	jour et nuit	1.4 s

TAB. 4.3: Caractéristiques des émissions parasites.

section suivante nous allons estimer la position de ces principales sources parasites.

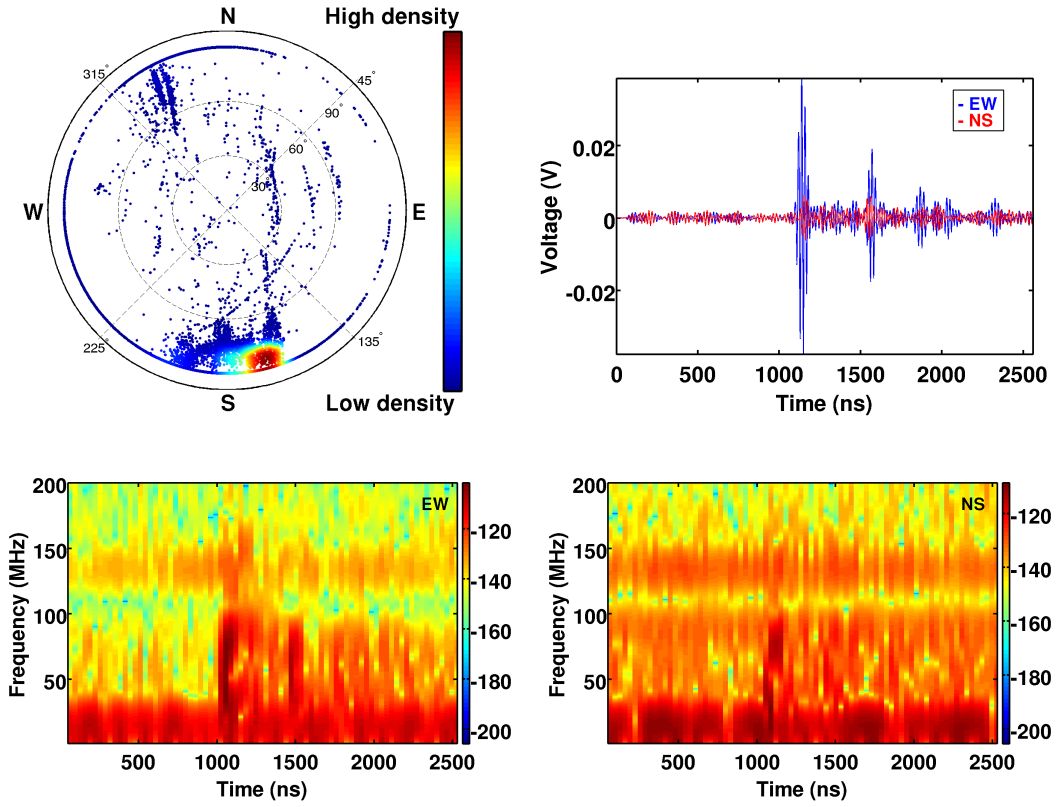


FIG. 4.21: Journée du 24/06/2011. Cet événement a déclenché l'acquisition sur les stations suivantes : JF003, IE004, LG007, KJ009, IK010, HH013, JC018, IB019, KB020, NK022, BB029, DB030, EB031 et NI034. Comme pour la source précédente, la valeur de la périodicité d'émission n'est pas connue.

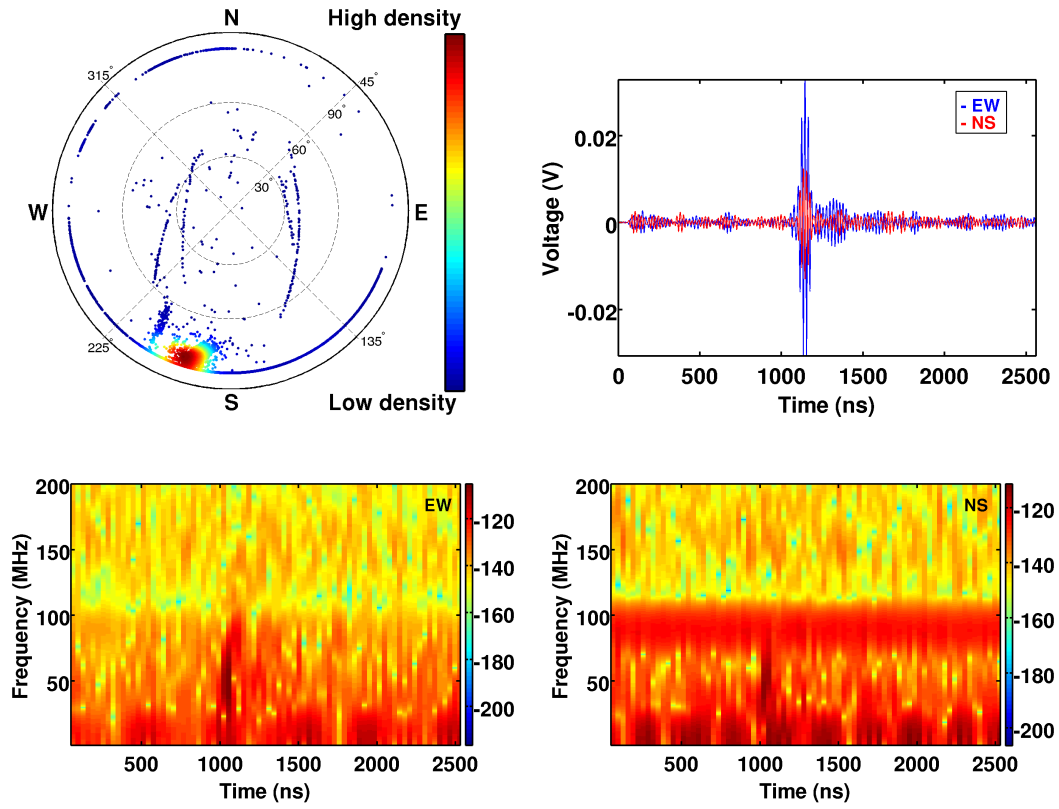


FIG. 4.22: Journée du 14/06/2011. Cet événement a déclenché l'acquisition sur les stations suivantes : IE004, KJ009, IK010, MB012, HH013, JC018, IB019, KB020 et NK022. Cette source émet avec une périodicité de 1.32 s.

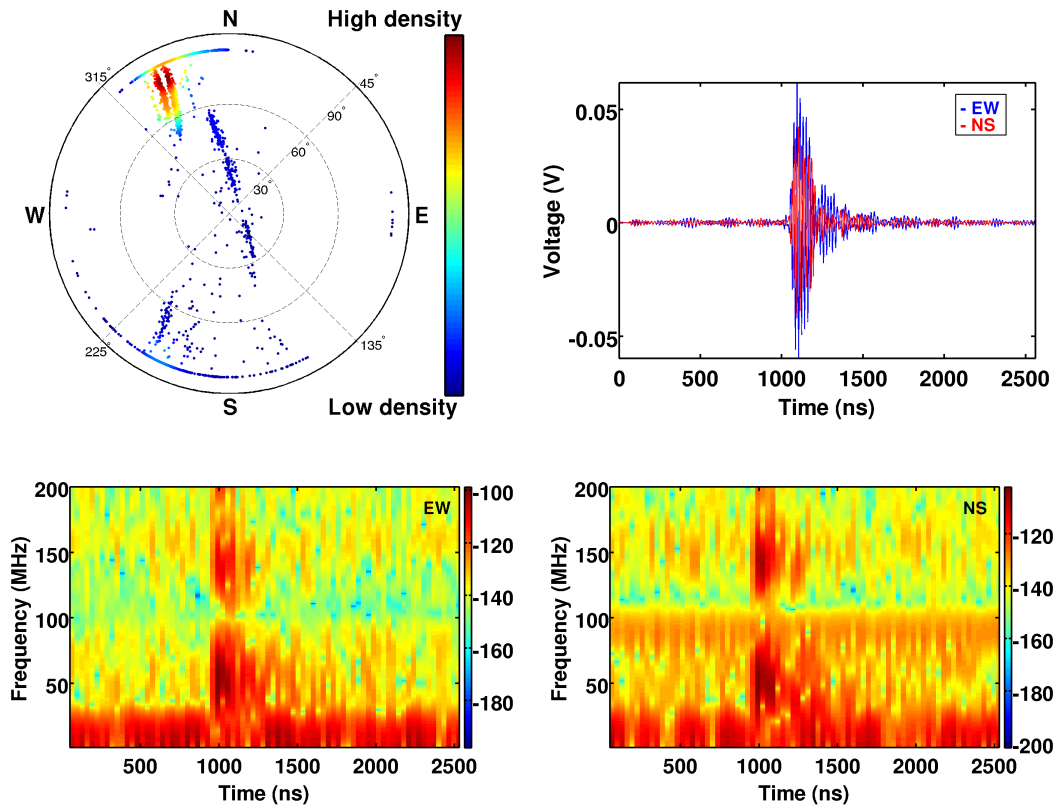


FIG. 4.23: Journée du 20/06/2011. Cet événement a déclenché l'acquisition sur les stations suivantes : ME002, LG007, MB012, OC036, PE015, JC018, IB019, KB020, BB029, DB030, EB031, GB032, PB033 et NI034. Cette source émet avec une périodicité de 1.4 s.



### 4.3 Reconstruction sphérique du front d'onde

#### 4.3.1 La reconstruction par minimisation

La reconstruction basée sous l'hypothèse que le front d'onde est plan fournit uniquement la direction d'arrivée de la source. Cette hypothèse est justifiée dans le cas de l'émission des avions survolant le ciel de Nançay et des gerbes atmosphériques, dont le point maximum de développement est situé à plusieurs kilomètres du sol. Dans le cas des sources parasites, il est possible que quelques unes se situent suffisamment près du réseau pour que la modélisation avec une onde sphérique devienne nécessaire. Dans cette analyse nous allons donc faire les hypothèses que le front d'onde est sphérique et que la source se trouve à l'horizon. Nous appliquons un algorithme de minimisation basé sur la méthode des moindres carrés qui résout l'équation suivante :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^m \frac{((x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2 - c^2(t_i - t_0)^2)^2}{\sigma_i^2} \quad (4.1)$$

avec  $\{x_i, y_i, t_i\}$  sont les coordonnées spatiales et le temps de réception du signal dans chaque antenne  $i$ ,  $\{x_0, y_0, t_0\}$  sont les coordonnées spatiales et le temps d'émission du signal,  $m$  est le nombre d'antennes déclenchées et  $\sigma_i$  est la somme des erreurs relatives au positionnement des antennes et à la datation de l'événement. La convergence rapide de la méthode de minimisation est facilitée par des conditions initiales proches des valeurs finales. L'angle azimutal de départ introduit dans la minimisation sera celui de la reconstruction du front d'onde plan. Ainsi, dans le cas d'une convergence du calcul, nous obtenons la position  $\{x_0, y_0\}$  de la source et le temps d'émission  $t_0$ . Cette procédure a été appliquée pour les quatre sources mentionnées ci-dessus en choisissant les événements dans une fenêtre de  $10^\circ$  autour de la valeur moyenne de l'angle azimutal  $\phi$ . En ce qui concerne l'angle zénithal  $\theta$ , nous choisissons tous les événements dont le  $\theta$  est supérieur à  $85^\circ$ , ce qui inclut des événements qui n'ont pas convergé en minimisation par onde plane ( $\theta = 90^\circ$ ). Dans un premier temps, quatre fenêtres ont été choisies :  $100 \pm 5^\circ$ ,  $165 \pm 5^\circ$ ,  $195 \pm 5^\circ$  et  $330 \pm 5^\circ$ . Les résultats sont présentés sur la figure 4.24. Tous les points qui forment les distributions au sol dans 4.24 (gauche) ont un  $\chi^2$  de l'ordre de l'unité et sont à moins de 5 km du centre du réseau. Cette première coupure sert à isoler les événements particulièrement bien reconstruits par le fit sphérique. La différence entre les angles azimutaux donnés par les reconstructions plane et sphérique est inférieure à  $5^\circ$  pour toutes les sources. Dans les figures de gauche, les zones rouges sont celles où il y a une plus grande concentration de points. Le réseau de stations autonomes est représenté par les croix noires. On remarque que, pour une fenêtre angulaire donnée, il est possible parfois d'observer plusieurs traces. Cela pourrait indiquer la présence de sources peu éloignées les unes des autres en angle azimutal. Dans la figure 4.24 de droite, nous avons les distributions des points d'émission par rapport au centre du réseau correspondants aux figures de gauche. On s'aperçoit que même si le nombre d'événements est important, les distributions sont larges, ce qui rend la détermination

du point d'émission moins précise. Suite à des vérifications sur le site, nous avons constaté que les deux sources de périodicité d'émission connue (1.32 et 1.4 s) dont les angles azimutaux sont proches de  $195^\circ$  et  $330^\circ$  respectivement, sont associées à des clôtures électriques installées ponctuellement aux environs de la Station. Les deux autres sources ont une périodicité inférieure à la durée minimum possible entre deux événements enregistrés par les stations, et des transformateurs d'électricité à proximité sont des bons candidats. Dans le but de connaître la périodicité réelle d'émission des parasites qui saturent le réseau, l'électronique de certaines stations a été modifiée (les fichiers « science » contenant le signal étaient supprimés) afin de pouvoir accumuler un taux d'événements par seconde plus élevé. Nous nous sommes rendu compte que la distribution était cette fois-ci centrée à 100 Hz, soit deux fois 50 Hz, la périodicité d'émission d'un transformateur. Depuis, un certain nombre de transformateurs ont été repérés aux environs de la station, et des discussions avec EDF sur des réparations ou un éventuel blindage initiées.

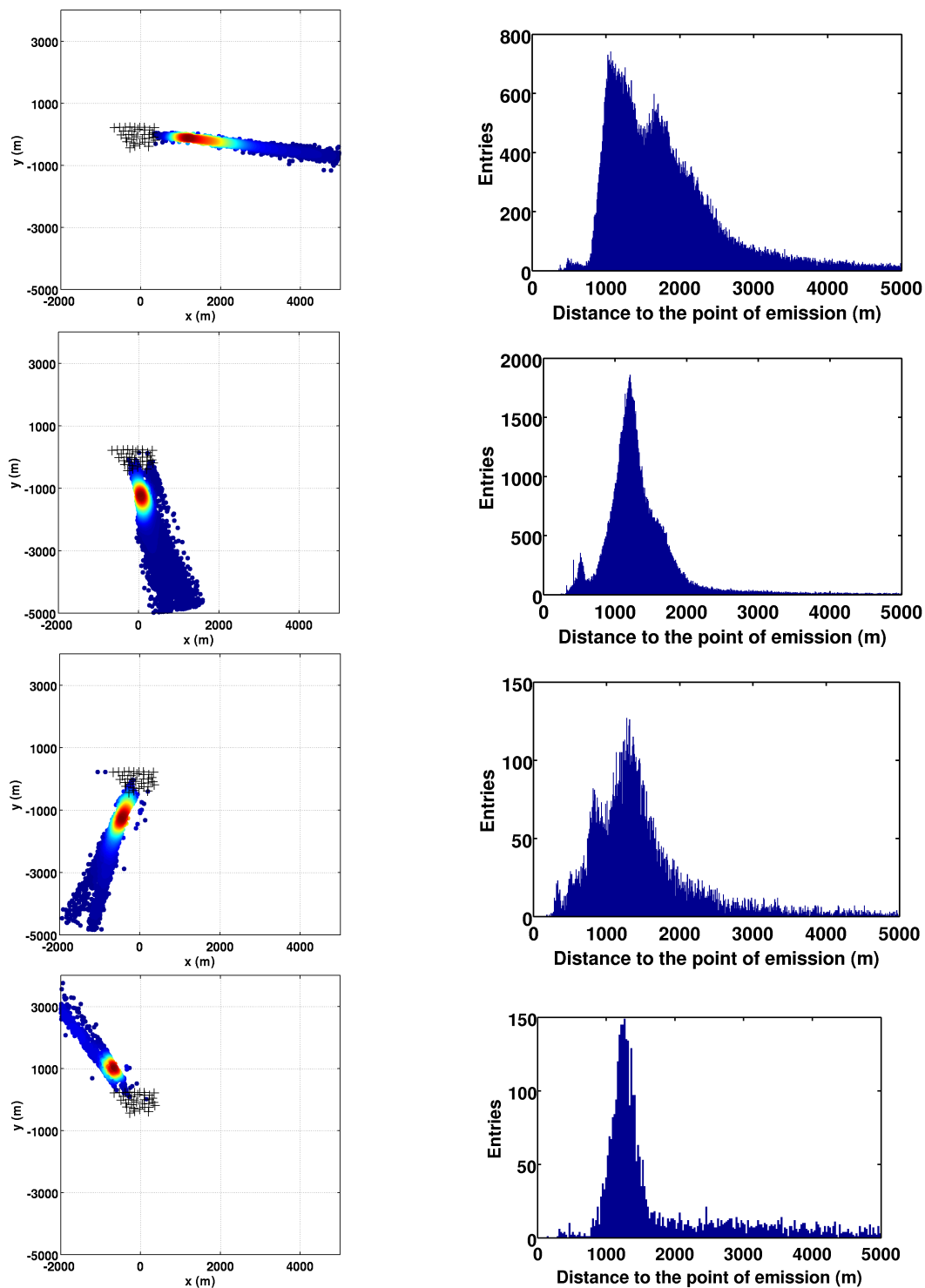


FIG. 4.24: *Gauche* : position des sources reconstruites en supposant que le front d'onde est sphérique. En rouge la région de plus grande densité de points. *Droite* : distance en mètres entre la source et le centre du repère situé au cœur du réseau. L'algorithme de minimisation ne convergeant pas toujours vers le vrai point d'émission, un nombre suffisamment grand de points est exigé afin d'avoir une valeur moyenne pertinente.

### 4.3.2 La reconstruction par variation de position de la source

La méthode conventionnelle que nous venons d'employer consiste à trouver pour chaque événement un couple  $\{R_0, t_0\}$  (position  $\{x_0, y_0\}$  et temps d'émission du signal par la source) qui minimise l'écart à la sphère. La solution peut être donnée par la méthode des moindres carrés. Néanmoins, lors de la minimisation du  $\chi^2$ , un nombre important de minima locaux apparaissent, comme le montre la figure 4.25, et il n'est pas impossible que l'on converge vers un couple  $\{R_0, t_0\}$  qui ne corresponde pas au minimum absolu [147]. Au lieu d'employer une méthode numérique pour la minimisation du  $\chi^2$ , nous pouvons tout simplement faire varier systématiquement la position de la source afin de s'assurer que l'on ne tombe pas dans un minimum local.

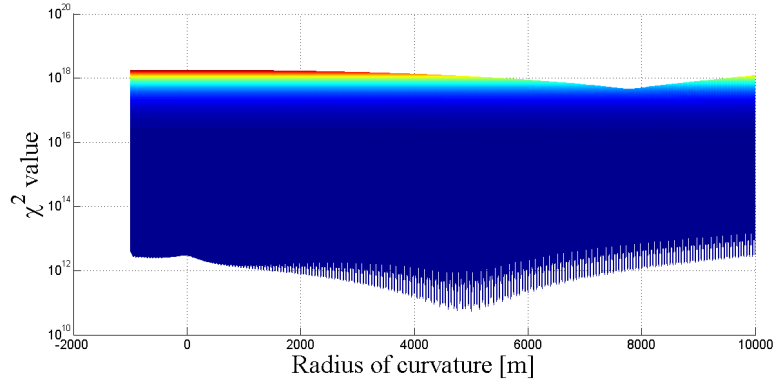


FIG. 4.25: *Simulation de la reconstruction de la position d'une source située à 5 km du centre du réseau, avec une erreur totale de 5 ns. La position réelle de la source sera celle pour laquelle le  $\chi^2$  est le plus petit. Nous observons clairement l'apparition d'un grand nombre de minimums locaux.*

Comme précédemment, la méthode sera appliquée aux événements de grand angle zénithal ( $> 85^\circ$ ). De même, on sélectionnera les événements situés dans une fenêtre angulaire suffisamment étroite ( $2^\circ$ ) pour qu'on soit certain qu'il s'agit d'un seul émetteur, au prix d'avoir un échantillon réduit de données. Ensuite, pour chaque événement contenu dans la fenêtre, on balayera la zone suivante (voir figure 4.26) : l'azimut de  $-10^\circ$  à  $10^\circ$  autour de la valeur initiale par pas de  $0.2^\circ$ , et la distance par rapport au centre du réseau de 300 à 5000 m par pas de 20 m. On estime qu'au-delà de 5 km la précision en temps et en positionnement des antennes nécessaire pour que la reconstruction sphérique converge (de l'ordre de la nanoseconde) n'est pas atteinte pour le moment. Finalement, nous allons calculer le  $\chi^2$  en tout nœud du maillage (pour toutes les droites à azimut fixé et pour tous les azimuts) et pour tous les événements. La position de la source sera alors celle pour laquelle le  $\chi^2$ , défini comme suit, est le plus petit.

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^m \frac{(\|\vec{r}_i - \vec{r}_s\| - c(t_i - t_s))^2}{\sigma_i^2} \quad (4.2)$$

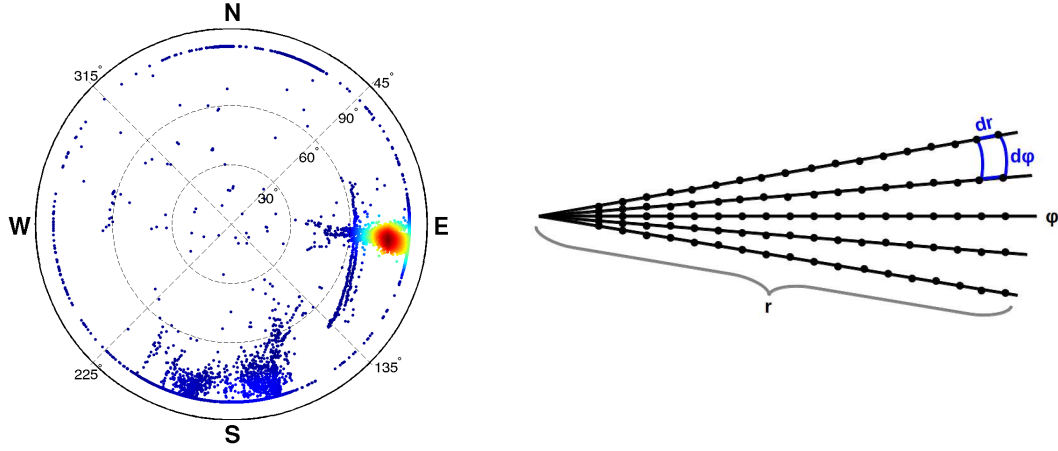


FIG. 4.26: Discretisation spatiale de la zone où l'on cherchera la source d'émission pour un unique événement. Le  $\chi^2$  sera évalué dans tous les points de la figure de droite

Les indices  $i$  correspondent aux stations et  $s$  à la source. Dans notre approche ce sera donc  $r_s$  qui va varier pour une fenêtre angulaire donnée. Les temps de réception des signaux seront calculés par rapport à la première antenne déclenchée de l'événement en question. Puis, le  $\chi^2$  est divisé par le nombre de degrés de liberté  $ndl = m - 3$ . Une multiplicité  $m$  d'au moins 5 antennes est exigée dans cette analyse. La figure 4.27 montre le résultat pour un seul événement. Dans ce cas la source se trouve à environ 1050 m, avec un angle azimutal de  $252^\circ$  (sud-ouest).

Nous avons remarqué que, pour certaines droites (azimut fixé), la courbe  $\chi^2 = f(r_s)$  ne passait pas par un minimum (figure 4.28). Toutes les valeurs de  $\chi^2$  pour lesquelles  $\chi^2 = f(r_s)$  est monotone ont été écartées de l'analyse. Autrement, la valeur de  $r_s$  serait arbitraire et ne correspondrait pas à la position de la source.

### Comparaison entre les méthodes

Dans cette partie nous allons comparer la méthode présentée ci-dessus avec celle qui utilise la minimisation par les moindres carrés. La comparaison est faite en prenant les mêmes événements et les mêmes conditions initiales. Il ne s'agit pas tout à fait des mêmes sources que celles de la figure 4.24 pour des raisons de coupure en angle azimutal déjà mentionnées en début de paragraphe. La figure 4.29 montre les distributions des rayons en bleu (minimisation) et en rouge (variation de position) pour les mêmes événements de quatre journées différentes. Les valeurs moyennes et écarts-type de chaque distribution sont également présentés. On peut faire quelques commentaires sur cette analyse :

- la dispersion sur les angles azimutaux entre les deux méthodes est souvent inférieure à  $2^\circ$ , comme le montre la figure 4.30 dans le cas de la source à  $96^\circ$
- Nous avons une forte dépendance de la convergence du calcul avec la multi-

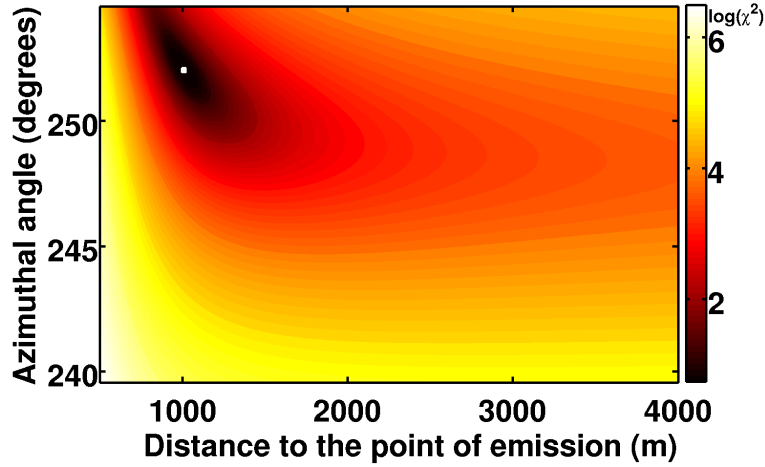


FIG. 4.27: Ensemble des valeurs des  $\chi^2$  en fonction de la distance au centre du réseau et pour tous les angles balayés. Le carré blanc représente la position probable de la source.

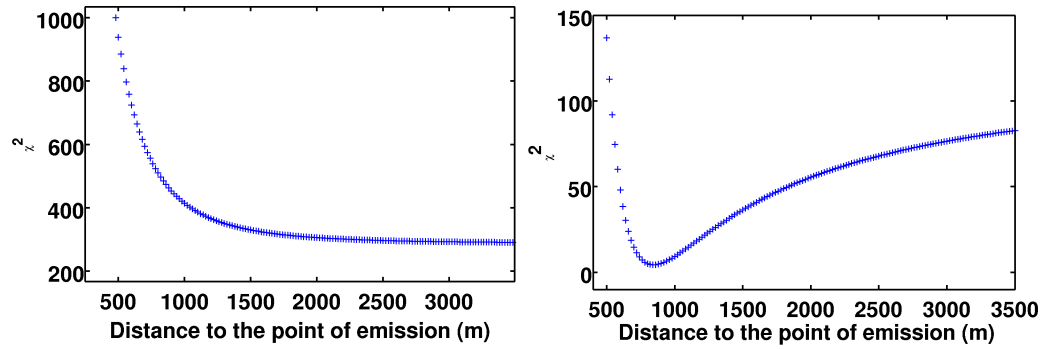


FIG. 4.28:  $\chi^2$  en fonction de la position par rapport au centre du réseau pour deux droites données d'un même événement. On gardera uniquement les  $\chi^2$  des droites possédant un minimum (figure de droite).

plicité des événements pour les deux méthodes.

- Nous n'avons pas d'accord systématique entre la position des sources donnée par les deux méthodes. La dispersion des distributions est souvent très importante.
- Avec exactement les mêmes données, la méthode de minimisation converge moins souvent vers un couple  $\{x_s, y_s\}$  avec un  $\chi^2$  faible. Cela explique le nombre d'événements sélectionnés plus grand pour la méthode de variation de position.
- Si la convergence est plus fréquente pour la méthode de variation de position, cette dernière demande un temps de calcul plus important.

La figure 4.31 montre la projection sur le terrain des positions données par les deux méthodes. Nous concluons que même en étant sûr de ne pas tomber dans un

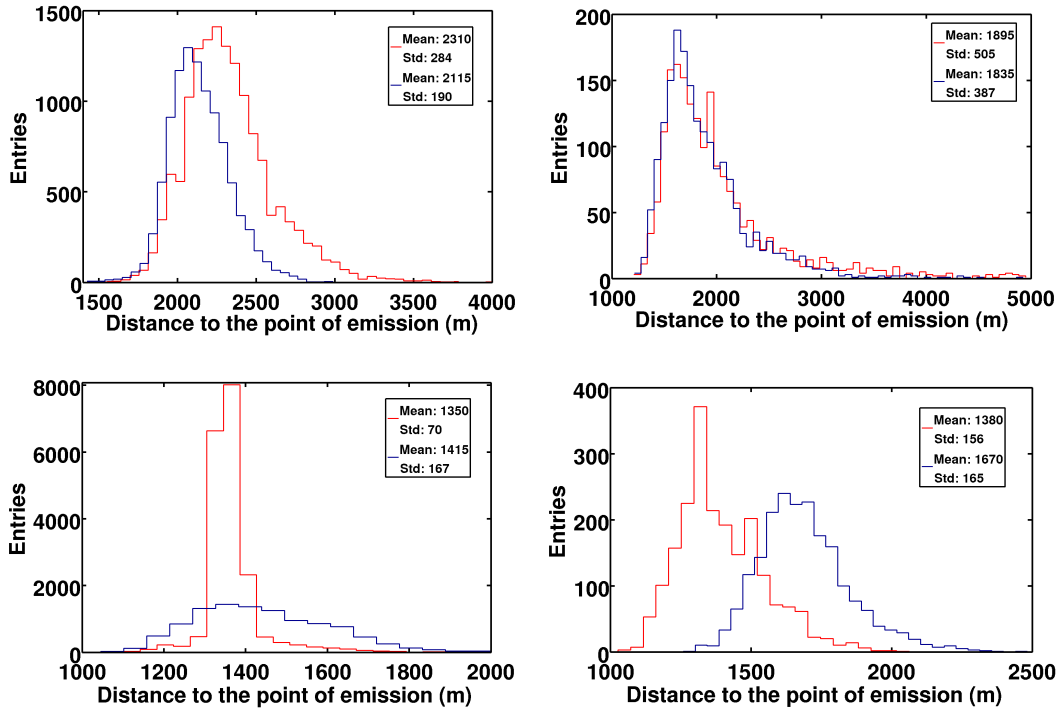


FIG. 4.29: Distribution des positions des sources parasites pour les mêmes événements d'une journée et pour une même fenêtre angulaire. En haut à gauche : azimut :  $96^\circ$ , 20/05/2011. En haut à droite : azimut :  $100^\circ$ , 08/07/2011. En bas à gauche : azimut :  $165^\circ$ , 24/06/2011. En bas à droite : azimut :  $206^\circ$ , 07/07/2011. En bleu : minimisation par les moindres carrés. En rouge : variation de la position de la source.

minimum local, la méthode de variation de position fournit des résultats similaires à ceux de la méthode de minimisation. Une recherche des sources sur le terrain s'impose afin de juger sur la pertinence de chaque méthode et plus généralement sur la reconstruction sphérique elle-même.

La région à l'intérieur ou dans la proximité immédiate de la station de Nançay fait partie d'une zone de protection où des sources radio sont interdites par décret. Cependant, les antennes ne sont pas intrinsèquement protégées des émissions en provenance de l'extérieur de la zone. Des sources situées dans des propriétés privées à l'intérieur de la zone protégée pourrait également poser des problèmes (comme c'est le cas des clôtures électriques mentionnées auparavant). Finalement, la localisation pour une éventuelle extinction des sources est une solution uniquement à court terme pour plusieurs raisons :

- même si les expériences de radio-détection se situent dans des régions peu peuplées et peut-être protégées par la réglementation, il est évidemment impossible d'essayer d'éteindre toutes les sources de bruit qui seront présentes

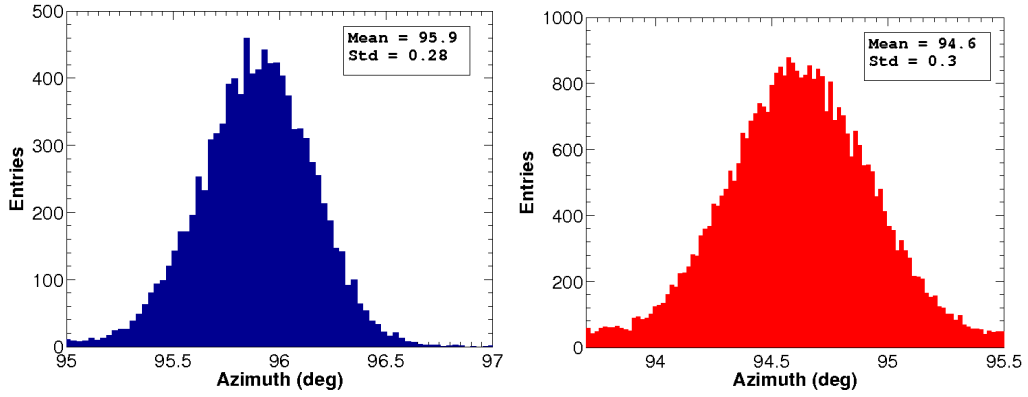


FIG. 4.30: Distributions des angles azimutaux de la source située à  $96^\circ$  par rapport au Nord géographique (sens positif vers l'est) pour les méthodes de minimisation (gauche) et variation de position (droite).

et/ou apparaîtront avec le temps.

- Nous avons vu que certaines sources saturent actuellement l'acquisition des données des antennes pendant une durée de temps déterminée. En plus d'empêcher la détection des gerbes, cela peut cacher aussi la présence d'autres sources parasites et donc repousser le problème.
- Baisser le seuil de détection à un niveau plus propice l'observation des gerbes fera sans doute apparaître des nouvelles sources.
- Le cycle utile proche de 100% étant l'un des principaux potentiels atouts de la technique, l'électronique embarquée doit à tout prix reconnaître les caractéristiques des transitoires avant de l'enregistrer. C'est donc au niveau de l'électronique que la sélection des données doit être faite.

Ce sera sur ce dernier point que l'on mènera l'étude exposée dans la section suivante. Nous avons brièvement mentionné que certaines sources ont une périodicité d'émission caractéristique. La reconnaissance de cette périodicité au niveau de la carte trigger (T1) ou même de la carte PC (T2) peut éviter d'enregistrer des données parasites. La forme du transitoire, notamment son temps de montée, peut également être un facteur discriminant entre les parasites et les transitoires cosmiques comme nous le verrons par la suite.



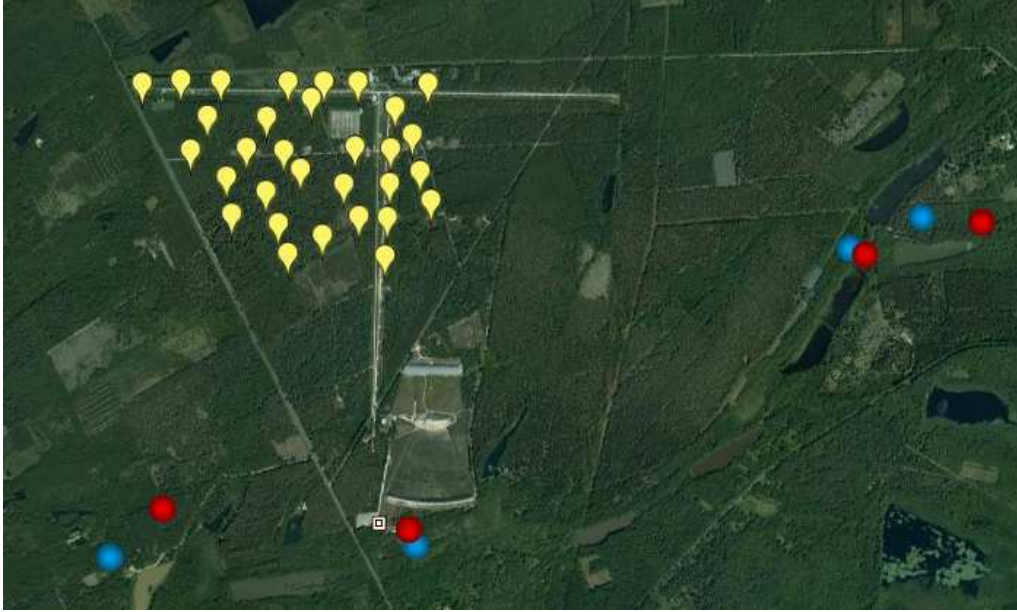


FIG. 4.31: Vue du ciel de la Station de Nançay. Les positions des sources estimées par les deux méthodes sont représentées en bleu (minimisation) et en rouge (variation de position).

## 4.4 Les différentes méthodes de réjection

Le développement d'un système de déclenchement robuste est l'un des points clés sur lequel repose l'avenir de la technique de radio-détection des rayons cosmiques en mode autonome. Nous avons vu que depuis le début de son implémentation en 2010 à Nançay, le réseau de stations autonomes détecte essentiellement des transitoires associés à des sources parasites. La courbure du front d'onde a permis de déterminer, dans les limites de résolution de la méthode, qu'il s'agit exclusivement de parasites d'origine humaine (clôtures électriques et transformateurs électriques) à moins de 3 km de centre du réseau. Ce genre de pollution est également observé dans d'autres expériences de radio-détection [118, 148, 149]. Le but ici est de trouver l'observable qui discernera le mieux un signal issu d'une gerbe d'un signal bruit. Les critères de sélection doivent éliminer un maximum de transitoires parasites tout en gardant tous les transitoires associés aux gerbes. De plus ils doivent être suffisamment simples et rapides pour pouvoir être intégrés dans l'électronique des stations. Trois méthodes basées sur des observables différentes seront explorées dans cette section.

### 4.4.1 Périodicité de l'émetteur

L'analyse des temps d'arrivée sur chaque station a mis en évidence que l'écart entre deux événements consécutifs n'est pas systématiquement aléatoire, comme le montre la figure 4.32. On peut ainsi se servir de cette propriété (potentiellement caractéristique de la majorité des sources) au niveau de la décision de sélection. Dans

un premier temps on pourrait regarder la différence de temps entre l'événement  $i$  et  $i - 1$ , puis la comparer avec la différence entre  $i + 1$  et  $i$ . L'événement  $i + 1$  ne serait pas sélectionné si ces deux différences sont identiques (ou des multiples) à une tolérance près que l'on doit également déterminer.

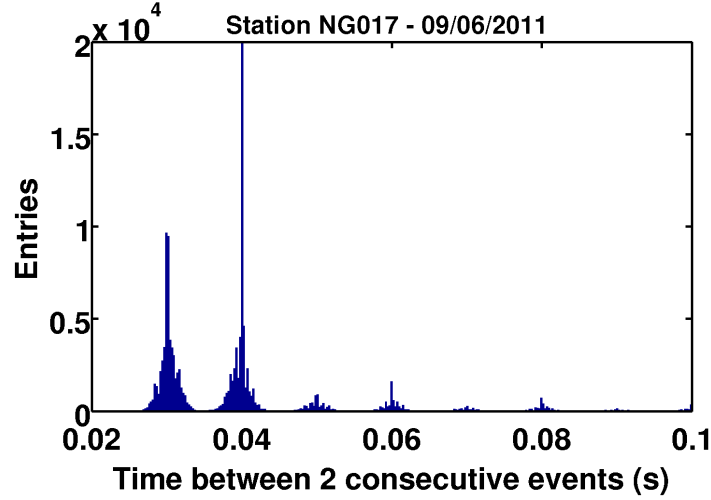


FIG. 4.32: *Distribution des temps entre deux événements consécutifs pour la station NG017. Les canaux ont une largeur de  $2 \times 10^{-4}$  s.*

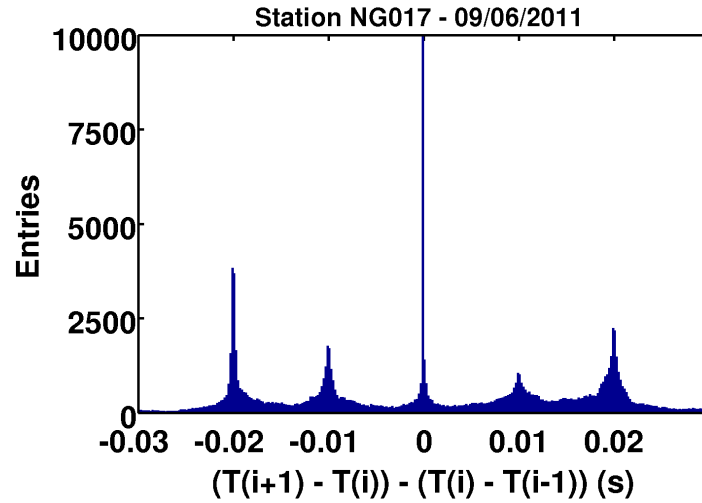


FIG. 4.33: *Distribution de la différence de temps entre les événements  $i + 1$  et  $i$ , et les événements  $i$  et  $i - 1$ .*

La figure 4.32 montre la distribution de temps entre deux événements consécutifs pour la station NG017. On peut faire quelques remarques :

- la valeur la plus probable est de 40 ms, soit une fréquence de 25 Hz. Cette valeur est légèrement en-dessous du taux d'enregistrement maximum avec la

configuration actuelle de l'électronique des stations autonomes.

- Les pics sont séparés de 10 ms, ce qui semble indiquer une fréquence de répétition du parasite de 100 Hz.
- La largeur à mi-hauteur d'un pic est d'environ 2 ms en moyenne.

Le premier pic se situe à environ 30 ms, ce qui correspond à une fréquence d'environ 33 Hz, supérieure à la valeur de saturation estimée à 28 Hz. Cela peut s'expliquer en considérant que le 28 Hz est une valeur moyenne estimée sur un temps assez long et probablement inférieure à une fréquence instantanée maximale de 33 Hz où toutes les phases de sélection et d'enregistrement d'un événement (notamment l'écriture des données sur disque) s'enchaîneraient sans perte de temps. La figure 4.33 montre la différence de temps entre les événements  $i + 1$  et  $i$ , et les événements  $i$  et  $i - 1$ . La distribution contenant le plus grand nombre de points est centrée sur zéro. Cela veut dire que l'écart en temps entre trois événements consécutifs est le même. On voit également la présence de distributions secondaires, probablement des multiples les unes des autres, espacées de 10 ms. Suite à ces observations, un algorithme basé sur l'écart en temps entre les événements et leur répétition a été testé sur 14000 événements collectés de la station GB037 le 6 décembre 2011. En utilisant une incertitude de 2 ms autour de la valeur du temps que l'on veut comparer, nous obtenons seulement 13% de réjection. Il est évidemment possible d'améliorer ce pourcentage en augmentant la largeur de l'incertitude, ce qui augmenterait le temps mort et donc diminuerait l'efficacité d'enregistrement d'un événement gerbe. Même si les histogrammes des figures 4.32 et 4.33 mettent évidence le caractère périodique de l'émission parasite, il est possible que les temps  $i$  successifs ne soient pas les mêmes. De plus, une alternance dans la période d'émission (de 20 à 30 ms par exemple) implique que ces événements ne sont pas rejetés car il ne sont pas multiples les uns des autres. Il faudra probablement connaître la périodicité des parasites à l'avance pour en supprimer davantage. Cela demande une étude de la périodicité station par station, ce qui peut être difficile, vu la variabilité des sources.

Ainsi, une fois les histogrammes des différences entre deux événements consécutifs bâtis de façon dynamique (figure 4.34), nous pouvons les utiliser comme référence : si la différence entre un événement et son successeur correspond à un canal de l'histogramme relativement peuplé, on décide de rejeter l'événement. La valeur utilisée pour déterminer ce critère de « peuplement » de l'histogramme est déterminée de façon empirique. Dans cette analyse les canaux ont une largeur de 1 ms. Du samedi 10/12/2011 au lundi 12/12/2011 une prise de données a eu lieu en utilisant cet algorithme au niveau T2 (carte PC) avec un seuil à 10%. C'est-à-dire que chaque événement doit être dans un canal d'histogramme dont le total est inférieur à 10% du nombre total d'entrées de l'histogramme. Nous pouvons faire quelques commentaires sur cette première analyse :

- les seuils de détection de la carte trigger sont tous identiques et constants pour cette analyse.
- 3.2 millions d'événements ont été enregistrés en deux jours d'analyse sur l'en-

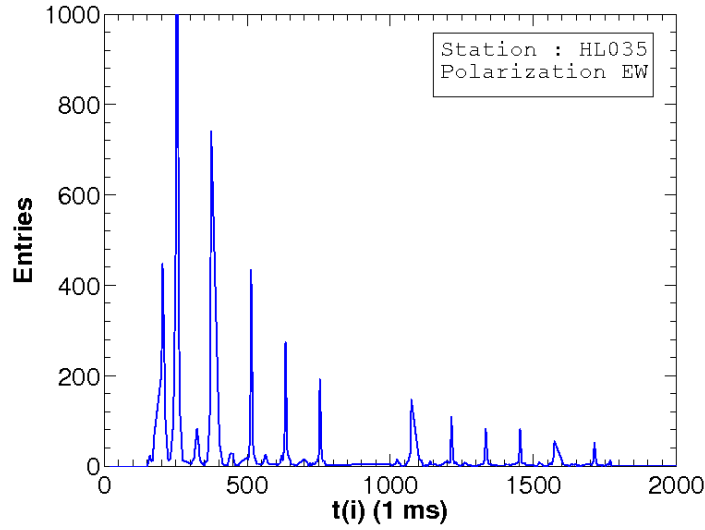


FIG. 4.34: Distribution entre 0 et 2 secondes des écarts en temps d'événements successifs pour la station HL035 en polarisation EW.

semble du réseau.

- Nous avons un taux de déclenchement 4 fois plus important en polarisation EW qu'en polarisation NS.
- Les voies EW sont souvent déclenchées par les parasites de périodicité de 1.32 s et 1/50 Hz. Si le parasite à 1.32 s est présent sur la quasi-totalité des stations, le parasite à 50 Hz déclenche beaucoup plus souvent l'acquisition du fait de sa périodicité.
- Les voies NS sont déclenchées essentiellement par le parasite à 50 Hz et un deuxième à 1 Hz.

Une seconde campagne de mesures a été effectuée les journées du 12 et 13/12/2011. Le seuil cette fois-ci est de 0.1%, ce qui à priori devrait permettre une diminution plus importante de l'acquisition. En effet, le nombre total d'événements est divisé par 5. La proportion du nombre d'événements NS/EW reste à peu près identique (un rapport proche de 1/5). Le changement de seuil joue notamment sur le parasite à 50 Hz sur la voie NS des stations. Cependant, la diminution de la sensibilité à cette source fait apparaître une autre de périodicité de 1.2 s. Notons que cette observation permet de toucher à une notion que nous évoquerons par la suite : la suppression des parasites produits par une source dominante conduit à l'émergence des sources secondaires.

Même s'il ne s'agit pas du même lot de données que celui utilisé pour la sélection précédente, la réjection basée sur cet algorithme paraît prometteuse. Des modifications de ses paramètres sont nécessaires afin d'optimiser la réjection. Il reste à vérifier que la méthode n'agit pas sur des événements gerbe.

#### 4.4.2 Énergie du transitoire

Comme il a été rappelé auparavant, le transitoire en provenance d'une gerbe doit se trouver dans une fenêtre d'une centaine de nanosecondes pour des distances à l'axe de la gerbe inférieures au kilomètre. Nous allons de nouveau nous appuyer sur cette propriété pour trouver un algorithme efficace de réjection de transitoires parasites [149]. Comme le montre la figure 4.35 (gauche), on divise la trace filtrée dans la bande 24-82 MHz en 11 fenêtres de même taille où on calcule l'énergie normalisée par le nombre de canaux :

$$E_i = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n s(k)^2 \quad (4.3)$$

avec  $i = 11$  et  $n = 200$ , la taille de la fenêtre. D'autres tailles de fenêtre ont été testées (250, 300) et n'induisent pas d'amélioration significative au taux de réjection final. Nous nous attendons à avoir une énergie beaucoup plus importante dans la fenêtre 5 que dans les autres, où l'on est censé n'avoir que du bruit :

Numéro de fenêtre	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Energie $\times (V^2)$	4.2	2.3	1.9	3.0	151.6	2.1	2.0	3.5	2.2	2.9	3.1

TAB. 4.4: Énergie d'un signal par fenêtre de 200 ns. Celle associée au transitoire est nettement plus élevée que les autres, où l'on est censé n'avoir que du bruit.

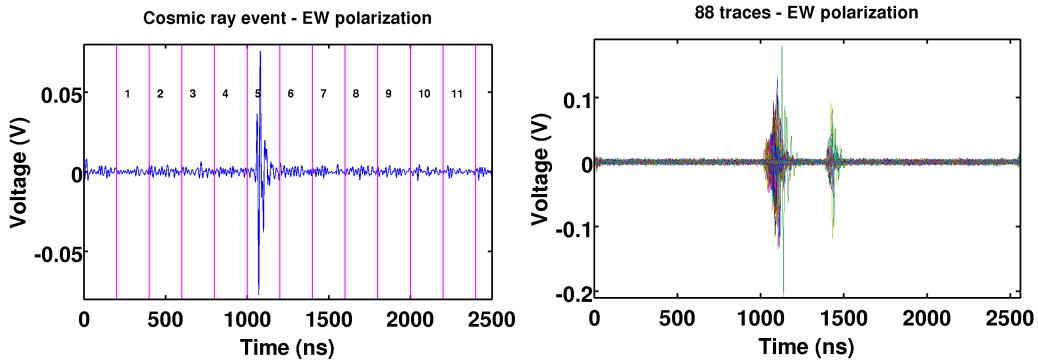


FIG. 4.35: **Gauche** : trace cosmique en polarisation EW filtrée dans 24-82 MHz et emplacement des 11 fenêtres de calcul de l'énergie. On calculera l'énergie dans chacune de ces fenêtres afin d'établir des rapports de signal sur bruit et les comparer avec ceux des événements parasites. **Droite** : pour les stations ME002, JF003, IE004, LG007 et JC018 l'endroit où se trouve le transitoire est décalé d'environ 400 ns à partir du 13 juin 2012. Cet effet est dû à l'implémentation d'un algorithme de sélection.

À partir du 13 juin 2012 les stations ME002, JF003, IE004, LG007 et JC018 sont équipées d'un algorithme de sélection de niveau 1 et la position des transitoires

est décalée vers 1350 ns au lieu de 1000 ns (figure 4.35 (droite)). La première étape consiste à calculer le rapport signal sur bruit (SNR) pour chaque événement cosmique. Le bruit est défini comme la moyenne du carré du signal sur les 10 fenêtres (on exclut celle où se trouve le transitoire). Ensuite, on évalue la distribution des SNR afin de trouver la valeur qui maximise l'élimination de signaux parasites tout en gardant tous les cosmiques (figure 4.36 gauche). La valeur la plus petite trouvée pour les SNR vaut 9.6. Cette valeur est trouvée pour un événement où l'amplitude du champ électrique détecté est relativement faible et où le bruit est supérieur à la moyenne des autres événements. En plus d'une faible amplitude de champ électrique détecté par l'antenne (figure 4.36 droite), le bruit est supérieur à la moyenne par rapport aux autres événements cosmiques.

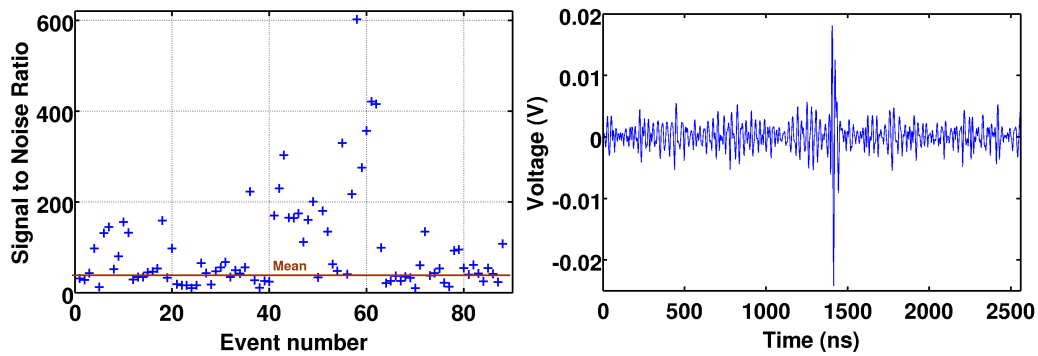


FIG. 4.36: **Gauche** : distribution des SNR pour les 88 traces cosmiques. La plus petite valeur vaut 9.6. **Droite** : forme d'onde de l'événement avec le plus mauvais SNR. On peut la comparer avec celle de la figure 4.35 (gauche).

Le critère de réjection sera cette fois-ci le suivant : si le SNR d'un quelconque événement est inférieur à la valeur retenue de 9.6, l'événement est rejeté. En appliquant la méthode sur les mêmes traces qu'auparavant, on obtient les taux suivants en moyennant sur toutes les stations :

- Polarisation EW,  $\text{SNR} < 9.6$  : 67.1% de réjection
- Polarisation EW,  $\text{SNR} < 4.8$  : 48.8% de réjection
- Aucune trace cosmique rejetée.

On évalue également la réjection en se basant sur une limite du rapport signal sur bruit (SNR) de 4.8 dans le but d'avoir une certaine marge de sécurité dans le cas où il y aurait des événements cosmiques ayant un SNR inférieur à 9.6. On s'aperçoit immédiatement que, sur ce lot de données, cette méthode est moins performante. Par contre, et cela devient important lors de l'application au niveau T1, cette méthode est plus rapide en temps de calcul que celle basée sur le temps de montée.

Jusqu'à présent, on s'est basé uniquement sur le rapport entre l'énergie dans la fenêtre du pulse et la moyenne de l'énergie dans les autres fenêtres. On peut aussi s'intéresser aux valeurs d'énergie dans chaque fenêtre de bruit, ce qui permet de mettre en avant des parasites présentant des structures en temps dont un second

transitoire, par exemple. Nous allons tracer la valeur de l'énergie dans les fenêtres de bruit pour les 88 événements cosmiques, comme le montre la figure 4.37. Cette fois-ci la fenêtre qui suit le pulse ne sera pas prise en compte non plus : il se peut qu'une partie du transitoire appartenant au cosmique se trouve dans une fenêtre bruit, et fausserait sa valeur. En moyennant les valeurs de bruit sur toutes les fenêtres, cet effet pourrait passer inaperçu, ce qui n'est pas le cas si l'on s'intéresse aux fenêtres individuellement. On fixe alors une valeur au-delà de laquelle l'événement est rejeté :  $3 \times 10^{-5} \text{ V}^2$ , soit 4 fois la valeur la plus grande relevée pour les cosmiques. Voici les chiffres obtenus en ajoutant ce critère :

- polarisation EW,  $\text{SNR} < 9.6$  ( $E < 3 \times 10^{-5} \text{ V}^2$ ) : 73.4% de réjection ;
- polarisation EW,  $\text{SNR} < 4.8$  ( $E < 3 \times 10^{-5} \text{ V}^2$ ) : 63.8% de réjection ;
- aucune trace cosmique rejetée.

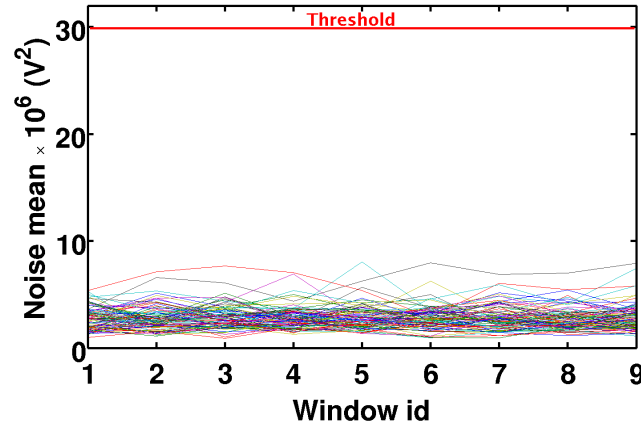


FIG. 4.37: Énergie du bruit dans chacune des 8 fenêtres de 200 ns pour les 88 traces cosmiques. Tout événement dont au moins une des fenêtres dépasse le seuil (ligne rouge) sera rejeté.

Les figures 4.38 et 4.39 montrent le taux de réjection par antenne en utilisant les deux critères ci-dessus. Nous avons une augmentation du pourcentage de réjection moyen par rapport au critère simple utilisé auparavant. Cependant, les valeurs des taux de réjection peuvent être très différentes en fonction de la station. En comparant le nombre d'événements dans chaque station indiqué par les couleurs et les taux de réjection dans les figures 4.38 et 4.39, nous observons qu'ils sont inversement proportionnels. Un autre argument pour expliquer les différents taux, peut être la position de la source par rapport à l'antenne. Si la source (émettant un transitoire qui lui est propre) est proche et faible en puissance, elle sera observée uniquement par une ou peu de stations.

Finalement, avec un ajustement plus fin des seuils (SNR et surtout l'énergie du bruit par fenêtre) des meilleurs résultats peuvent être espérés.

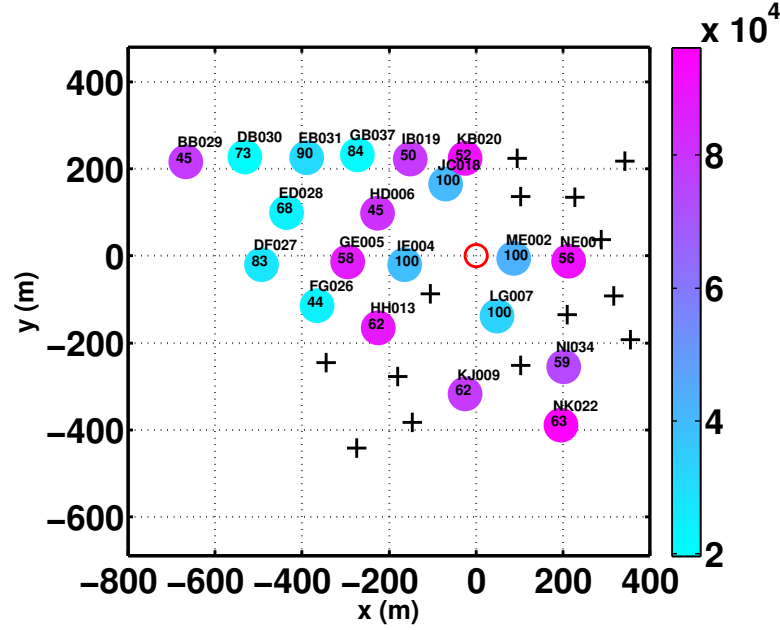


FIG. 4.38: Taux de réjection des stations autonomes selon les axes EW et NS (à l'intérieur des cercles pleins) basé sur un  $\text{SNR} = 4.8$  et pour des valeurs d'énergie dans les fenêtres de bruit fixées à  $3 \times 10^{-5} \text{ V}^2$ . Ce taux est pondéré par le nombre d'événements (enregistrés entre le 9 février 2012 et le 21 septembre 2012) en chaque station du réseau, qui est représenté par les couleurs. Les croix noires correspondent aux stations qui n'ont pas participé à l'analyse. Le cercle vide rouge est la position du centre du repère choisi, qui coïncide avec la position du scintillateur numéro 5.

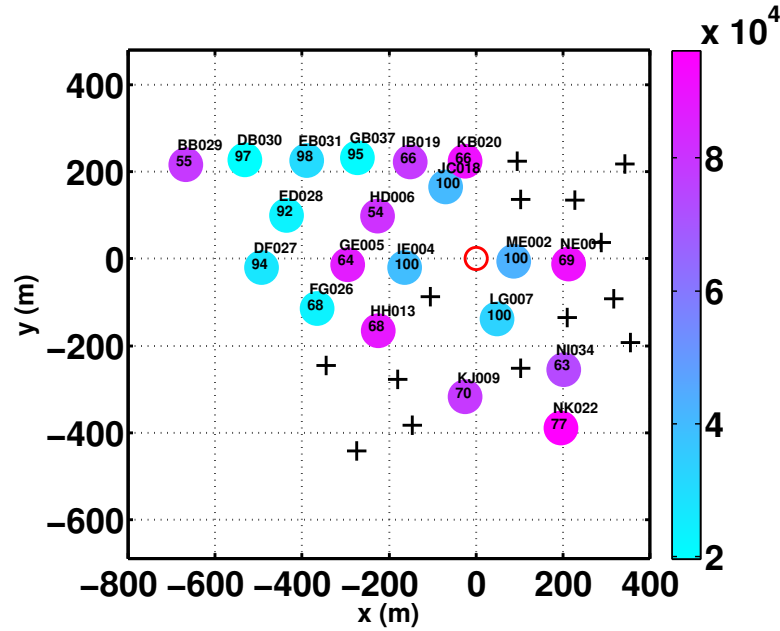


FIG. 4.39: Taux de réjection basé sur un  $\text{SNR} = 9.6$ .



### 4.4.3 Temps de montée du transitoire

La méthode présentée dans ce paragraphe est basée sur l'idée que la forme d'onde du transitoire parasite est différente de celle d'un événement cosmique (figure 4.40) et est inspirée des travaux réalisés auparavant par J. Maller et B. Revenu sur les données RAuger [150, 151]. Cette différence peut être quantifiée en utilisant les temps caractéristiques du signal : durée totale, temps de montée, temps de descente. Cela peut impliquer l'enveloppe du signal mais aussi son intégrale. Ici on compare les temps de montée des signaux afin de trouver une valeur au-delà de laquelle on puisse dire qu'il s'agit d'un parasite. Pour ce faire, on définit une fonction dite cumulative normalisée :

$$C(i) = \frac{\sum_{k=b_{start}}^{b_{start}+i} s(k)^2}{\sum_{k=b_{start}}^{b_{end}} s(k)^2} \quad (4.4)$$

avec

$$0 \leq i \leq b_{end} - b_{start} \quad (4.5)$$

où  $s(k)^2$  est le carré de la trace filtrée en polarisation EW,  $b_{start} = 1000$  ns et  $b_{end} = 1250$ . La différence  $b_{end} - b_{start}$  correspond à la fenêtre temporelle dans laquelle le transitoire doit se trouver (1000 - 1250) ns. Les sommations sont faites bin après bin (1 ns).

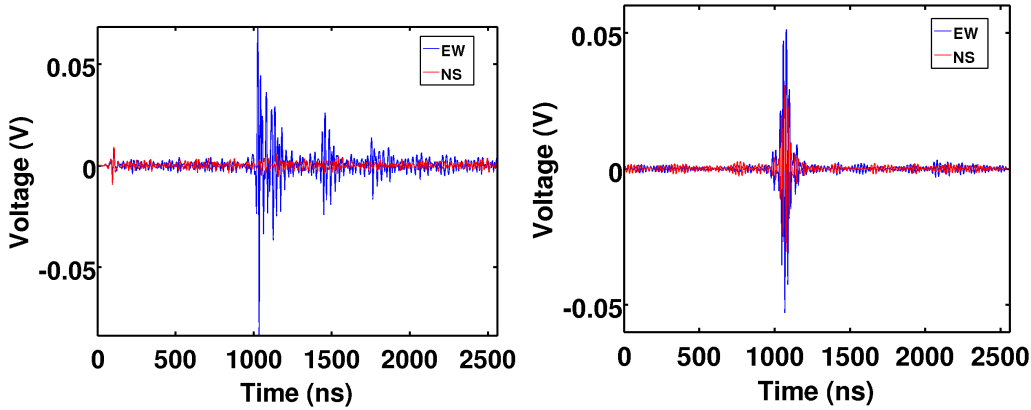


FIG. 4.40: Deux signaux associés à une source parasite (gauche) et un événement cosmique (droite) filtrés dans la bande 30-80 MHz et pour les deux polarisations horizontales du champ électrique : EW en bleu et NS en rouge.

Sur la figure 4.41 (gauche) on représente la fonction cumulative pour 1000 traces de bruit et 88 traces de cosmiques enregistrées entre Mai et Septembre 2012. On peut définir le temps de montée du signal comme étant le temps nécessaire à la cumulative normalisée pour passer d'une valeur basse à une valeur haute. Plusieurs couples de valeurs qui mènent à la définition du temps de montée et de bande de filtrage du signal ont été essayées et ceux pour lesquels le taux de réjection est optimum sont

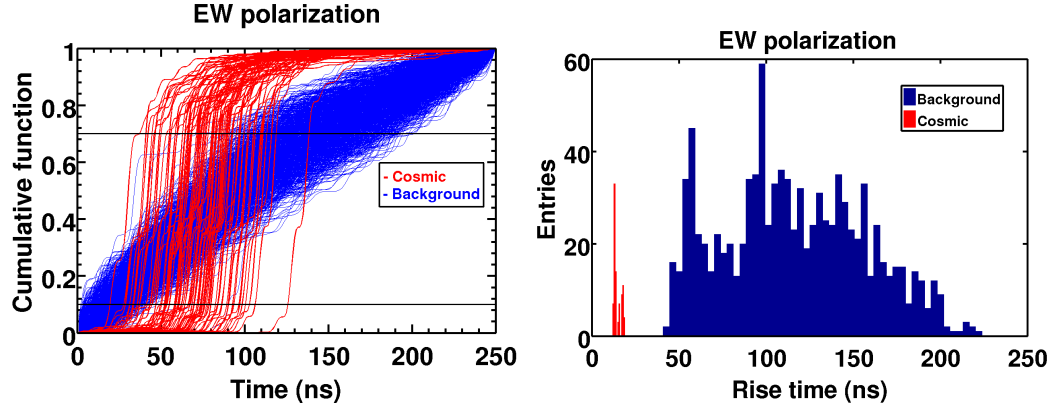


FIG. 4.41: **Gauche** : fonction cumulative pour 88 traces cosmiques (en rouge) et 1000 traces parasites (en bleu). Même si les transitoires ne « montent » pas tous en même temps (les signaux sont décalés en temps pour un même événement), le temps de montée lui, reste inférieur à 20 ns. **Droite** : distribution des temps de montée pour les mêmes traces cosmiques et 5000 traces parasites.

10% et 70%, et 24-82 MHz<sup>7</sup>. On voit sur la figure 4.41 (droite) la distribution des temps de montée pour les 88 traces cosmiques et 5000 traces parasites. Sur ce lot de données, les deux distributions sont nettement séparées et une simple coupure en temps de montée suffirait à elle seule à éliminer l'ensemble des traces parasites, tout en gardant les cosmiques : comme le plus grand des temps de montée pour un cosmique est égal à 20 ns parmi les 88 traces, on pourrait se dire que pour un temps de montée au-delà de  $n \times 20$ , l'événement est rejeté, avec  $n$  à définir. Il devient donc important d'avoir un échantillon de traces cosmiques suffisamment grand afin de s'assurer que l'on élimine uniquement des parasites. Il s'avère que les sources parasites sont très variées et peuvent avoir des formes d'onde similaires à celle d'un cosmique. La méthode peut donc être améliorée en regardant la corrélation entre le temps à 10 et 70% de la cumulative. En plus d'avoir un temps de montée faible comparé aux données parasites, les temps à 10 et 70% doivent être fortement corrélés, comme le montre la figure 4.42 (gauche).

Les 88 événements cosmiques de ce lot ont été déclenchés en polarisation EW. On voit également sur la figure 4.42 (gauche) qu'environ la moitié des traces ne sont pas corrélées en polarisation NS. Ceci peut être dû au fait que le signal est moins important en polarisation NS qu'en EW et que le bruit de fond est plus important en NS. La figure 4.42 (droite) montre la fonction cumulative pour les 41 traces qui ne sont pas corrélées. Toutes ces traces ont un temps de montée supérieur à 20 ns. Afin de s'assurer que les critères proposés par la suite n'éliminent pas de traces cosmiques déclenchées en polarisation NS, une analyse doit également être faite une fois que l'on aura un échantillon suffisant.

Nous pouvons faire un ajustement linéaire à partir des points uniquement en

<sup>7</sup>Pour cette analyse, des filtres passe-bande Matlab ont été utilisés et des meilleurs résultats sont attendus dans le cas d'une utilisation de filtres plus adaptés au problème.

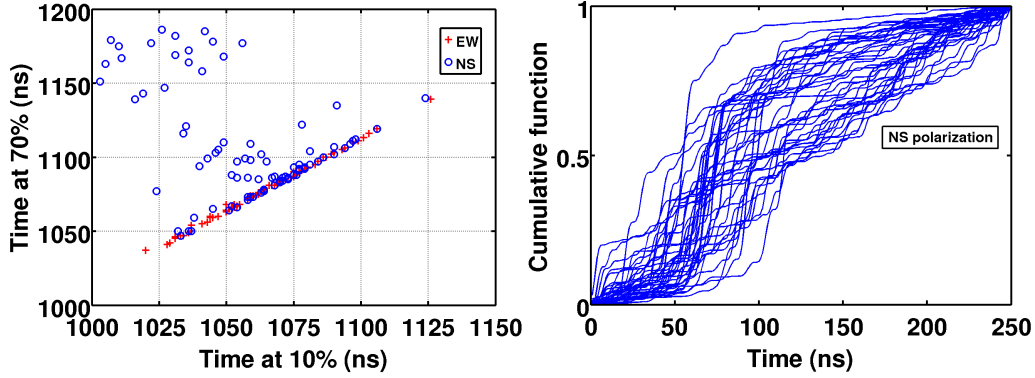


FIG. 4.42: **Gauche** : temps à 10 et 70% de la cumulative normalisée pour 88 traces cosmiques en polarisation EW (rouge) et NS (bleu). La corrélation semble bien plus importante en polarisation EW. **Droite** : cumulative pour les 41 événements en polarisation NS qui ne sont pas alignés (temps de montée supérieur à 20 ns).

polarisation EW et obtenir une droite  $T_{70} = a.T_{10} + b$ , avec  $a$  et  $b$  des coefficients à ajuster. Par la suite, tous les événements trop éloignés de cette droite pourront être rejetés. Ici, ce critère est appliqué en utilisant un  $\chi^2$  défini comme suit :

$$\chi^2 = (T_{70} - (a.T_{10} + b))^2 \quad (4.6)$$

La figure 4.43 montre le temps à 70% en fonction du temps à 10% de la cumulative pour des traces cosmiques (en noir) et parasites (colorés). On observe l'apparition de structures dans les traces parasites qui ont une pente semblable à celle des cosmiques, ce qui illustre le fait qu'une simple coupure en temps ne suffit pas à séparer les parasites des événements cosmiques. Au total plus de  $10^6$  traces parasites prises pendant la journée et la nuit et 88 traces en provenance de gerbes ont été analysées entre février et septembre 2012 (même lot de données que celui utilisé dans l'analyse précédente). Vingt stations autonomes y ont contribué.

Le critère de sélection sera le suivant : tous les événements dont le  $\chi^2$  est supérieur à 2 fois le plus grand des  $\chi^2$  cosmiques (ici  $\chi^2_{max} = 23$ ) sera rejeté. La distribution des  $\chi^2$  est représentée dans la figure 4.44. Dans le but d'éliminer des traces avec des pulses secondaires, on rejette aussi des événements avec un grand temps  $T_{10}$  (supérieur à 1150 ns). Avec ces critères, on obtient (en moyennant sur toutes les stations) :

- en polarisation EW : 94.2% de réjection.
- Aucune trace cosmique rejetée.

La figure 4.45 montre ce résultat par antenne. Comme la totalité des signaux ont été déclenchés en voie EW, nous n'avons pas de chiffres concernant la réjection en polarisation NS. La méthode a également été testée sur des signaux associés à des avions et 100% des traces ont été rejetées.

Dans les données CODALEMA il reste tout de même 5.8% de  $10^6$  transitoires,

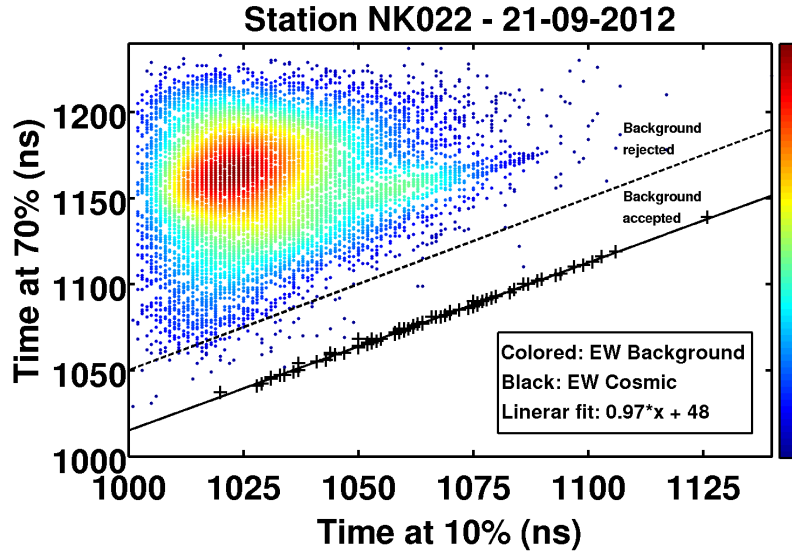


FIG. 4.43: Temps à 10 et 70% de la cumulative pour 10000 traces parasites en polarisation EW pour la station NK022 (en couleur). Les événements rejetés ( $\chi^2 > 46$ ) se situent au-dessus de la ligne pointillée. On observe que la distribution des temps n'est pas toujours aléatoire et des structures peuvent apparaître. Dans cet exemple plus de 99% des traces parasites sont rejetées.

soit 58000 parasites conservés, comparés à 88 transitoires cosmiques. Si le taux de réjection apparaît intéressant, la pureté obtenue ne permet pas pour l'instant de promouvoir la radio détection comme technique autonome. D'autres pistes doivent être suivies comme la combinaison de ces trois sélections.

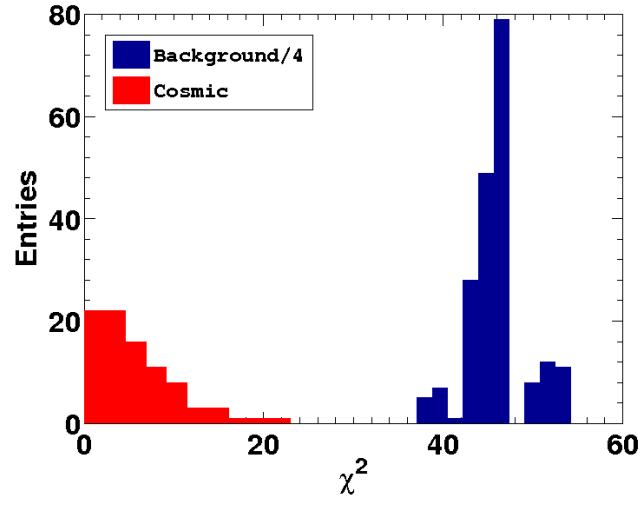


FIG. 4.44: Distribution des  $\chi^2$  pour des traces cosmiques (rouge) et parasites (bleu) en polarisation EW. Les populations des  $\chi^2$  pour les traces parasites ont été divisées par un facteur 4 afin d'avoir une meilleure représentation graphique. Sur ce lot de données parasites en provenance de la station BB029 l'efficacité est de 100%.

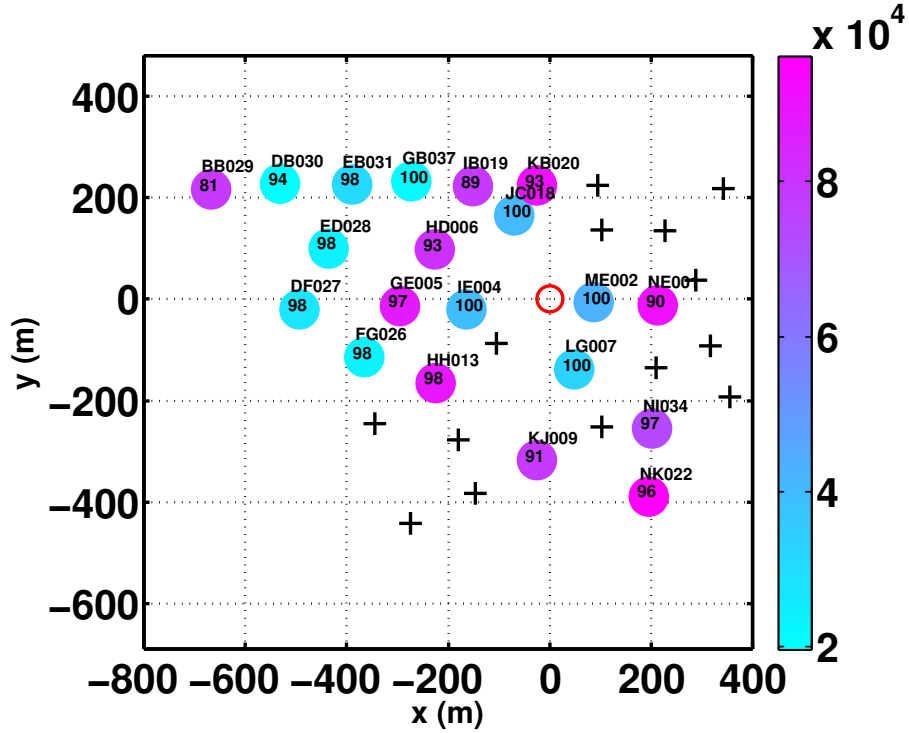


FIG. 4.45: Taux de réjection pondéré par le nombre d'événements pour chaque station du réseau. En couleur, le nombre d'événements analysés par station. Pour plus des détails sur la figure, voir 4.38.

#### 4.4.4 Évaluation du bruit de fond

Lorsqu'une station détecte un champ électrique associé à une gerbe, ce dernier est en même temps plongé dans un mélange de bruit de fond d'origine galactique, atmosphérique (inhérents à l'expérience) et anthropique (ce que l'on cherche à éliminer). Il devient donc essentiel pour évaluer la qualité des données, de quantifier l'intensité de ce bruit. Pour ce faire, on calcule la moyenne de l'énergie dans les 10 fenêtres où le transitoire n'est pas attendu (voir 4.4.2). La figure 4.46 montre la moyenne du bruit pour les 88 traces cosmiques (gauche) et pour l'ensemble des traces parasites par antenne (droite). Même si l'instrument a des limitations techniques par rapport à l'environnement qui l'entoure, il devrait être capable de détecter des transitoires cosmiques dans des milieux relativement bruyés.

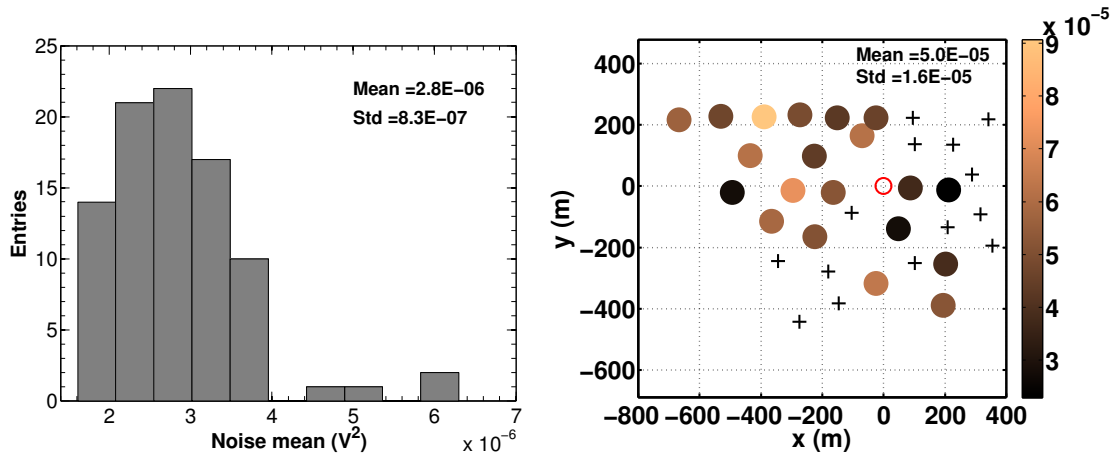


FIG. 4.46: *Gauche* : distribution du bruit moyen par trace cosmique détectée. *Droite* : bruit moyen par antenne sur l'ensemble des événements parasites. Ici, la valeur moyenne du bruit lorsqu'un événement est détecté est 17 fois moins importante que la valeur moyenne du bruit des événements parasites.

On peut remarquer que des stations situées relativement proches les unes des autres et avec le même environnement (DB030 et EB031 par exemple), ont des comportements différents face au bruit de fond. Des études plus approfondies sur ce sujet doivent être menées pour en comprendre la cause. On voit aussi, à l'aide de la figure 4.46 (gauche), que la détection de transitoires cosmiques a lieu surtout lorsque le bruit est inférieur à la valeur moyenne donnée par la figure de droite. Il est évident que, même si une quelconque station n'est pas saturée par une source donnée, la valeur du bruit de fond moyen a une influence sur l'efficacité de détection.

## 4.5 Monitoring actuel du réseau

Les méthodes présentées ci-dessus ont été appliquées sur des données parasites déjà enregistrées. Cependant, pour connaître l'efficacité réelle d'une méthode, il faut

draît qu'elle soit embarquée dans l'électronique de la station. La première étape consiste à programmer l'ordinateur embarqué dans chaque station avec une ou plusieurs méthodes : on parle de sélection au niveau T2. Cela permet de gagner de la place dans les disques de stockage<sup>8</sup>. Le nombre d'événements qui arrivent au niveau de l'ordinateur de bord (T2) est conditionné par la vitesse d'acquisition de la carte trigger, dont le seul critère de sélection actuel est un simple seuil en tension (T1). L'étude de la sélection au niveau T2 permettra sans doute, dans un futur proche, la conception d'une carte trigger plus performante, qui fait de façon optimale la distinction entre un transitoire associé à une gerbe et un parasite.

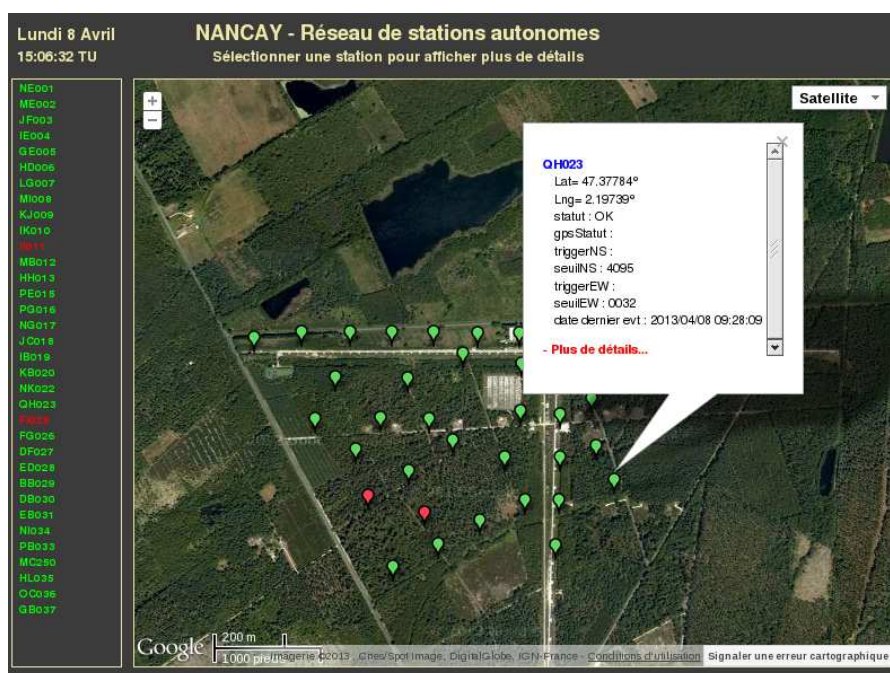


FIG. 4.47: Aperçu de la page web de monitoring [152]. En cliquant sur chaque station nous avons accès à sa position, son statut (important pour comprendre la nature des pannes), la voie de déclenchement (dans ce cas EW) et la date du dernier événement. Une première analyse sur le taux de déclenchement des derniers mois est faite dans l'icône « Plus de détails » de la figure (en rouge). Les stations en rouge indiquent un dysfonctionnement lié soit à la station elle même, soit à la connexion ethernet.

Le monitoring en temps réel des stations peut se faire par deux moyens : soit en se connectant à l'ordinateur de chaque station, soit via une page web, (voir figure 4.47). Comme nous avons vu dans la figure 4.6, ce premier monitoring donne des informations précises sur les derniers événements détectés telles que la voie déclenchée, leur temps de montée ou si l'événement a été sélectionné comme un

<sup>8</sup>Parmi les fichiers produits lors de l'acquisition d'un événement, les fichiers « science » sont de loin les plus volumineux. À titre indicatif, une trace enregistrée demande 10 kB de mémoire. Si une seule station est saturée (environ 28 événements enregistrés par seconde), cela produirait plus de 24 GB de données au bout de 24h.

candidat gerbe. De son côté, le monitoring via la page web cumule les informations fournies par chaque station et bâtit des histogrammes dynamiques. L'ensemble de ces informations sont disponibles dans [152]. Les figures 4.48, 4.49 et 4.50 en sont un exemple. Dans 4.48, nous avons la forme d'onde des derniers événements acquis en mode 1-Wire à gauche et en mode externe (certainement un parasite) à droite. Les voies EW et NS sont respectivement en haut et en bas. Cela nous permet d'observer le comportement de l'antenne face à une source parasite donnée quasiment en direct, ainsi que le niveau de bruit de fond. La figure 4.49 montre le taux d'événements enregistrés depuis le début de l'année 2013 en fonction de l'heure de la journée. Nous observons que sur cette station, mise à part quelques exceptions (les journées 28 et 42 sur la figure), le taux d'acquisition est faible. Ce ne sera évidemment pas le cas de toutes les stations.

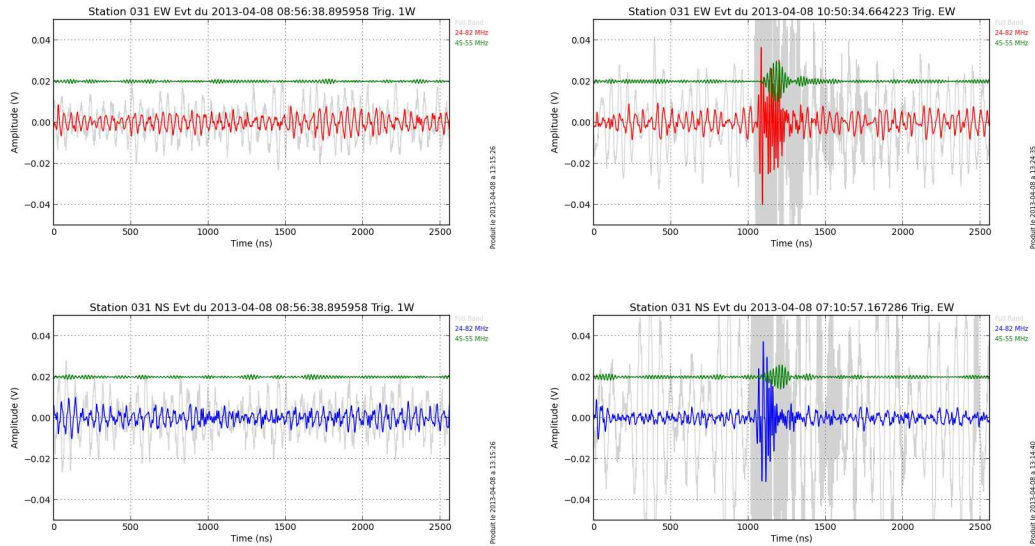


FIG. 4.48: En haut : signaux 1-Wire (gauche) et en trigger externe (droite) pour la polarisation EW de la station EB031. En bas : équivalent en polarisation NS. Les couleurs rouge et verte indiquent les deux bandes de filtrage (24-82 MHz et 45-55 MHz). En gris le signal brut.

L'intérêt d'une méthode de réjection étant son implémentation « online », c'est-à-dire, au niveau T1 ou T2, des algorithmes très semblables à ceux présentés dans la section 4.4 ont été implémentés dans l'ordinateur de chaque station autonome avec la chronologie suivante :

- Périodicité des émetteurs (histogrammes des différences de temps d'événements consécutifs) : de janvier à mi-octobre 2012
- Énergie du transitoire par fenêtre : de mi-octobre 2012 à janvier 2013
- Énergie du transitoire + temps de montée : à partir de janvier 2013

La figure 4.50 montre le résultat de l'implémentation de ces méthodes pour 8 sta-



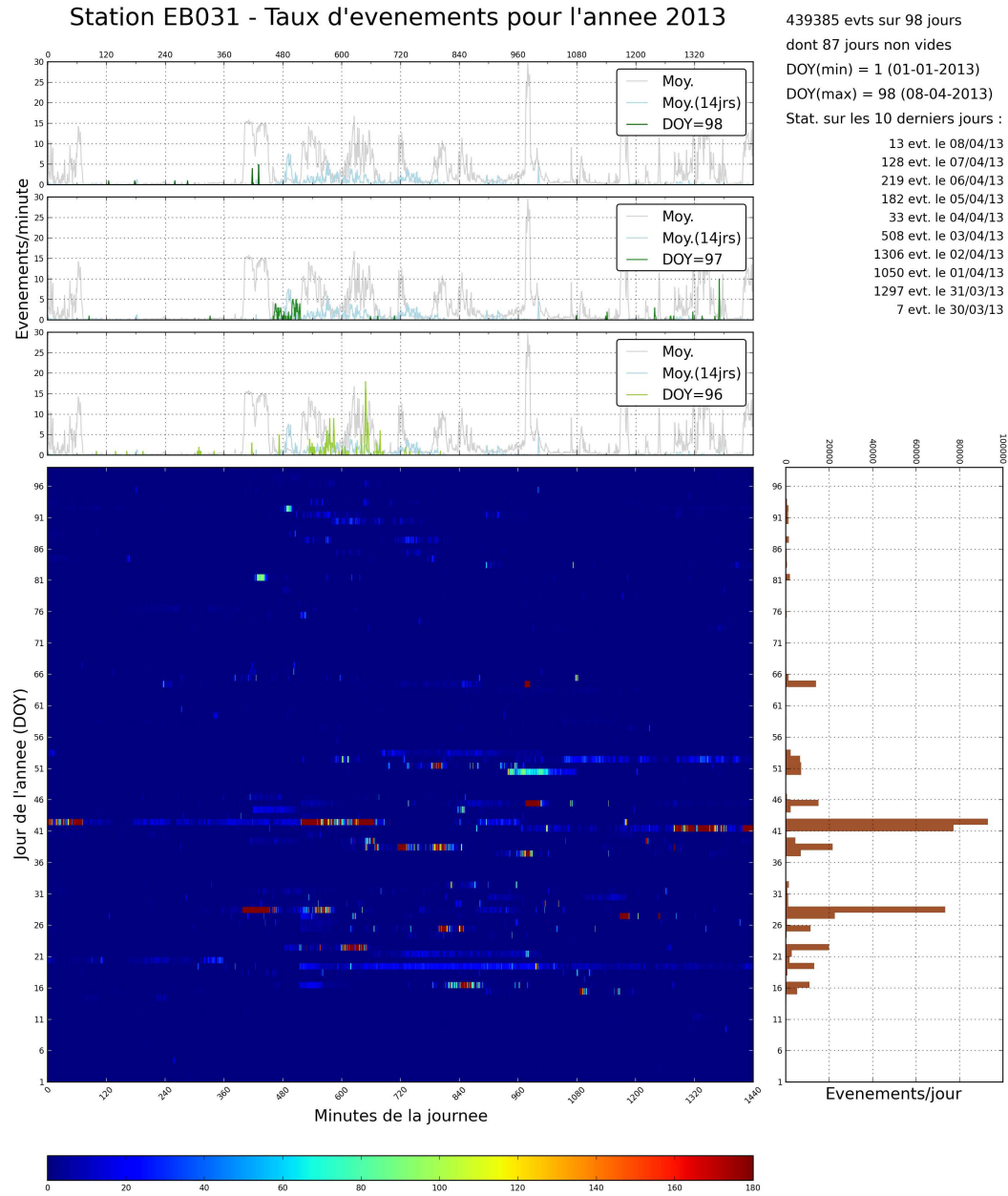


FIG. 4.49: En haut : taux d'acquisition par minute des trois derniers jours (dans cet exemple : 6, 7 et 8 Avril 2013) pour la station EB031. Sur les mêmes figures : moyenne sur les 14 derniers jours du taux d'acquisition. En bas : taux d'acquisition par jour de l'année en fonction de l'heure de la journée.

tions autonomes. En vert le nombre de T1, c'est-à-dire, le nombre de transitoires dont l'amplitude a dépassé le seuil de détection. En jaune le nombre de T2, qui représente le nombre de transitoires sélectionnés par les algorithmes cités ci-dessus.

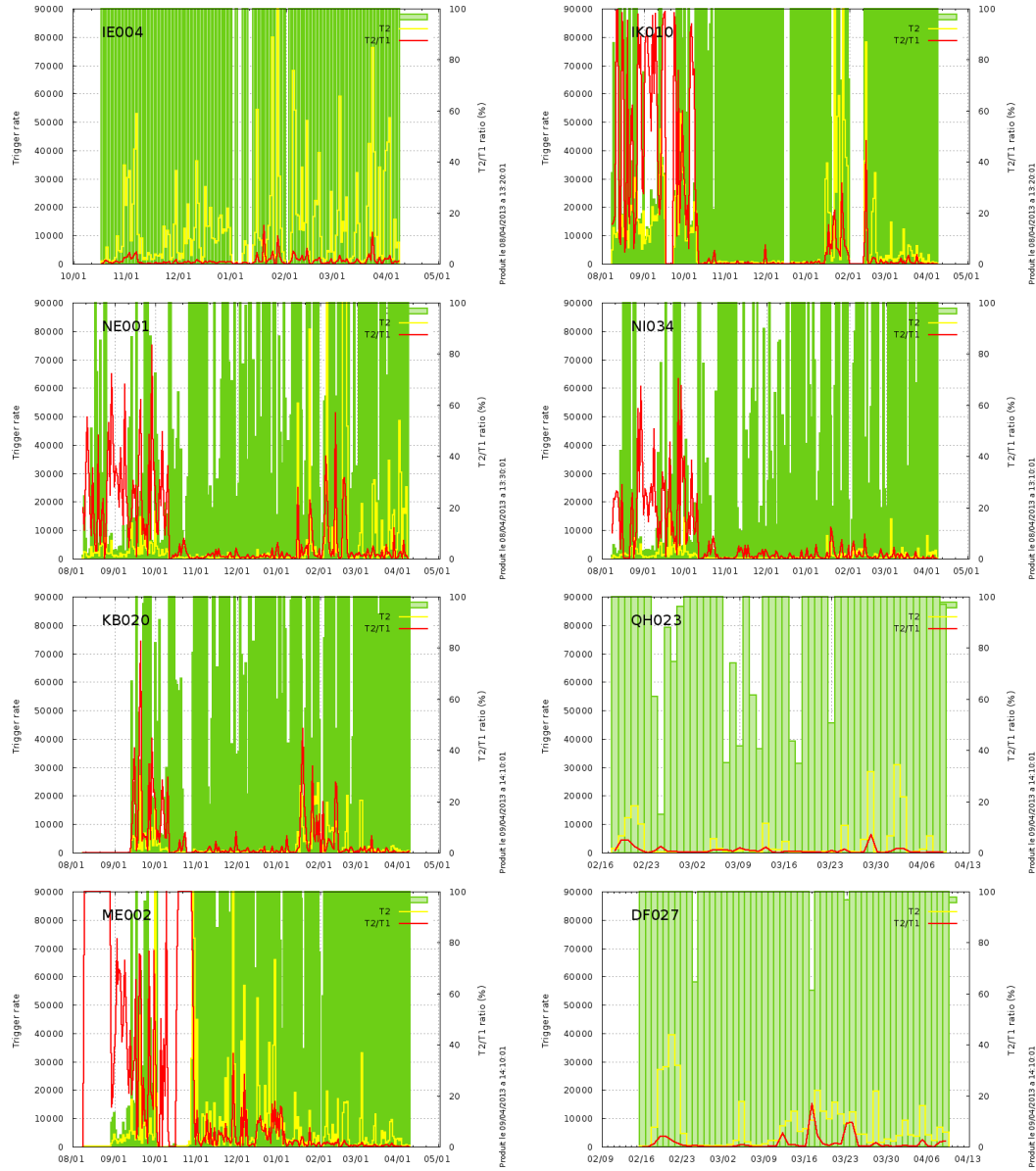


FIG. 4.50: Taux de déclenchement cumulé sur plusieurs mois pour des différentes stations. En vert : nombre total d'événements ayant dépassé le seuil de détection. En jaune : nombre d'événements sélectionnés au niveau T2. En rouge : pourcentage d'événements stockés après la mise en place de la sélection au niveau T2.

En rouge le pourcentage de transitoires sélectionnés au niveau T2 par rapport au nombre de T1. Les histogrammes en vert foncé ont des canaux plus peuplés que ceux en vert clair. Cela est observé notamment dans les stations QH023 et DF027, qui sont des stations mieux protégées par les arbres (voir figure 4.7). On s'aperçoit que le pourcentage T2/T1 est variable en fonction du temps et aussi en fonction de la station en question. Surtout dans les stations où le taux de déclenchement est

élevé (IK010, NE001, NI034, KB020 et ME002 dans cet exemple), l'algorithme basé sur la périodicité des émetteurs ne fonctionne pas de façon optimale, même si une diminution de l'acquisition est observée. Par contre, à partir du mois de novembre 2012, son remplacement par la méthode qui estime l'énergie du signal dans plusieurs fenêtres montre des résultats bien plus satisfaisants : plus de 90% des transitoires sont rejetés. Puis, comme la méthode basée sur le temps de montée a montré des résultats plutôt optimistes en analyse « off-line », elle a été implémentée en parallèle avec la méthode précédente. Après une phase d'ajustement de paramètres vers février 2013, le taux de réjection passe à un niveau acceptable ( $> 90\%$ ) à partir de mars 2013.

Même si l'on observe une diminution significative du nombre d'événements enregistrés, cela ne diminue pas pour autant le temps mort induit par les sources quiaturent les stations. Cependant, il s'agit d'une étape essentielle pour la compréhension du comportement des stations elles-mêmes et de l'environnement qui les entoure. Cela mènera à la conception d'une carte trigger plus performante, ce qui permettra le retour à un cycle utile de détection des gerbes plus élevé.

## 4.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons détaillé les changements dans l'électronique et l'antenne qui ont eu lieu dans l'expérience CODALEMA. Les stations autonomes, plus adaptées à la détection de la composante radio des gerbes atmosphériques, ont montré une sensibilité à la variation de l'émission radio galactique, mais aussi aux nombreuses sources anthropiques. L'analyse des premières données a révélé que la plupart des sources parasites se situent à l'intérieur d'un rayon de 2 km autour du réseau et que certaines de ces sourcesaturent l'acquisition des données de nos stations.

Dans le but d'avoir un réseau opérationnel, le premier pas consiste évidemment à maîtriser l'acquisition des stations dans un environnement radio bruyant. Pour cela, nous avons proposé trois méthodes de réjection de signaux parasites : une basée sur la périodicité d'émission, une sur l'énergie du transitoire et une troisième sur son temps de montée. L'étude de la périodicité d'émission des parasites nous a appris que pour que la réjection soit efficace il faut connaître d'avance la périodicité des émetteurs autour de chaque station. Cette méthode, qui fonctionne évidemment uniquement sur des sources périodiques, s'est montrée particulièrement efficace contre les parasites à haute fréquence d'émission (50 Hz par exemple). La méthode basée sur le calcul de l'énergie du signal élimine 73.4% des traces parasites en se basant sur le plus petit des rapports signal sur bruit des données cosmiques (9.6) et 63.8% si on prend un critère plus souple (4.8). Ces valeurs de SNR sont choisies de manière à ce qu'aucun des 88 signaux cosmiques utilisées dans cette analyse ne soit rejeté. Plus d'un million de traces parasites ont été analysées. Concernant le temps de montée, nous avons obtenu un taux de réjection de 94.2% en polarisation EW avec le même jeu de données que celui utilisée dans l'étude de l'énergie du signal. Finalement, une étude préliminaire sur le niveau global du bruit moyen nous a appris qu'il est

possible de détecter des transitoires cosmiques en milieu bruyé, mais que des efforts doivent sans doute être faits concernant son atténuation. Il reste également à comprendre la cause de la variation de la sensibilité d'antennes proches l'une de l'autre et dans un même environnement.

Même si les méthodes ci-dessus fournissent des résultats plutôt prometteurs (notamment le temps de montée), les chiffres donnés dans ce document sont à prendre avec précaution car la nature et l'intensité des sources fluctuent à tout moment. Comme rappelé précédemment, les pourcentages de réjection dépendent aussi du lot de données cosmiques et de l'échantillon de parasites. Les trois méthodes ont été récemment implémentées au niveau T2 (carte PC) sur les stations autonomes à Nançay, et les premiers résultats sont plutôt prometteurs : en moyenne, plus de 90% des transitoires parasites sont rejetés. Nous rappelons tout de même qu'un nombre important de transitoires parasites (comparé au nombre de transitoires cosmiques) ne sont pas éliminés par les méthodes mentionnées ici. L'amélioration de l'efficacité de ces méthodes doit donc se poursuivre dans le but d'être le plus proche possible de 100%.

Le défi majeur de cette configuration se trouve dans l'implémentation au niveau T1 (carte trigger) des méthodes présentées ici. Bien que que l'on obtienne un pourcentage élevé de réjection au niveau T2, le temps mort de l'électronique sera toujours présent tant que la sélection ne se fait pas à un niveau inférieur. Ainsi que leur taux de réjection, la difficulté d'implémentation varie en fonction de l'algorithme choisi. Si, au niveau du PC de chaque station (T2), les trois méthodes présentées ici peuvent être implémentées sans difficulté, il n'en est pas de même pour une carte trigger analogique telle que celle utilisée dans nos stations. Dans le cas de la méthode basée sur le temps de montée (celle qui s'est montrée la plus performante), nous avons besoin de sommer un signal au carré, ce qui n'est pas envisageable pour le moment avec la carte trigger actuelle. Des recherches sont en cours afin de développer une version simplifiée de la méthode basée sur le temps de montée. Le tableau ci-dessous résume de façon qualitative les caractéristiques des méthodes :

Méthode	Périodicité	Énergie	Temps de montée
Efficacité	★	★★	★★★
Implémentation analogique	★★★	★	★

TAB. 4.5: *Caractéristiques des méthodes de réjection présentées dans ce chapitre. Le nombre d'étoiles est proportionnel à l'efficacité ou la facilité d'implémentation de la méthode dans une carte analogique.*

Ainsi, dans un futur proche nous espérons converger vers une électronique qui élimine les transitoires parasites de façon efficace au premier niveau, mais aussi au niveau T2 et T3, ce qui permettra à la fois de baisser le seuil de détection et de déclencher en polarisation NS. On se retrouvera alors avec une configuration pour

laquelle l'acceptance est proche de sa valeur nominale.

Depuis que cette analyse a eu lieu, des nombreux événements gerbe supplémentaires ont été observés. Une mise à jour des résultats présentés ici, notamment des méthodes de sélection/réjection de parasites, est souhaitable.

# Les rayons cosmiques observés par CODALEMA-III

---

## Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Les premières coïncidences . . . . .</b>	<b>131</b>
<b>5.2</b>	<b>Les mesures de polarisation . . . . .</b>	<b>139</b>
5.2.1	Description de la polarisation . . . . .	139
5.2.2	La polarisation dans les données CODALEMA . . . . .	140
5.2.3	Les angles de polarisation . . . . .	146
5.2.4	Le paramètre R . . . . .	149
<b>5.3</b>	<b>Le profil latéral du champ électrique . . . . .</b>	<b>152</b>
5.3.1	L'apport des modèles récents d'émission radio . . . . .	153
5.3.2	Les profils latéraux dans CODALEMA-III . . . . .	155
<b>5.4</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>158</b>

---

L'augmentation du seuil de détection pendant la journée, ajoutée à la saturation temporaire de certaines stations par des sources parasites, ont probablement fait que des événements cosmiques soient passés inaperçus dans cette première phase d'exploration de CODALEMA-III. Or, les stations autonomes ont tout de même détecté des événements en coïncidence avec les détecteurs de particules pendant cette période, notamment après le début de 2012. Dans ce chapitre nous allons parcourir les caractéristiques de ces signaux en coïncidence d'un point de vue plutôt quantitatif, ce qui en suite permettra de faire une analyse plus détaillée à travers leur polarisation et leur distribution autour de l'axe de la gerbe.

## 5.1 Les premières coïncidences

Les données présentées dans ce chapitre ont été prises entre janvier 2012 et août 2013. Bien qu'il ait été possible de vérifier que ces événements étaient en coïncidence avec le réseau de scintillateurs, les signaux numérisés de ces derniers ne sont pas disponibles pour des raisons techniques. Ainsi, dans cette analyse nous n'avons pas accès à l'estimation de l'énergie du rayon cosmique primaire, ni à la position du cœur de gerbe estimée par les scintillateurs.

Jusqu'au 7 août 2013, 731 signaux en provenance de gerbes atmosphériques répartis sur 288 événements ont été enregistrés par les stations autonomes qui forment

CODALEMA-III. Pour des raisons déjà mentionnées dans le chapitre précédent, les stations n’ont déclenché qu’en polarisation EW. L’ensemble des données présentées dans ce chapitre provient uniquement des stations autonomes. La figure 5.1 montre les principales caractéristiques des signaux associés à un événement cosmique dans le domaine temporel et fréquentiel. Sur la figure de gauche nous voyons 5 signaux filtrés dans la bande 30-80 MHz en polarisation EW, correspondant à 5 stations autonomes. Si la trace est enregistrée sur  $2.56 \mu\text{s}$  (2560 points), seule une faible partie contient l’information associée à la gerbe. De façon générale, les transitoires ont une durée de l’ordre de la centaine de nanosecondes, et leurs caractéristiques (amplitude, temps de montée) peuvent varier en fonction de la géométrie de l’événement, de l’énergie et de la masse du rayon cosmique primaire. Dans la figure 5.1 de droite, nous avons deux spectres en fréquence associés à la figure de gauche. Le spectre en gras a été calculé autour du transitoire associé à la gerbe (vers 1000 ns), et l’autre, dont la puissance est moins importante, a été calculé en dehors de cette zone et ne reflète que les propriétés du bruit ambiant. La chute des spectres observée autour de 20 et de 100 MHz est due à l’implémentation dans l’électronique des stations de réjecteurs AM et FM. Bien qu’il s’agisse du même événement, nous remarquons que l’amplitude des spectres n’est pas la même pour toutes les 5 stations, et que cette différence évolue avec la bande de fréquence. Ce phénomène peut avoir lieu dans la bande où généralement le signal est recherché (30-80 MHz), mais aussi à plus haute fréquence (au-delà de 120 MHz). La différence de densité spectrale de puissance entre les stations 17 (orange) et 2 (bleu foncé) en est un exemple.

La figure 5.2 est un exemple d’un autre événement en provenance du sud-ouest ( $\phi = 257^\circ$ ) et relativement incliné ( $\theta = 57^\circ$ ), observé cette fois-ci par 18 stations autonomes. La figure de gauche montre le temps de passage de la gerbe dans chaque station (un peu plus de  $2 \mu\text{s}$ , indiqué par les couleurs), et l’intensité du maximum des signaux filtrés dans la bande 30-80 MHz, indiquée par la taille des cercles. La figure de droite montre le profil latéral du champ électrique, c’est à dire l’intensité du signal en fonction de la distance à l’axe de la gerbe. Pour cet événement (comme pour beaucoup d’autres), l’ajustement exponentiel (en rouge) semble ne pas être cohérent avec les données (en noir). Cela nous amène à nous interroger sur la pertinence de cette fonction : l’ajustement exponentiel est-il la meilleure manière de décrire l’évolution du champ autour de l’axe de la gerbe ? Existe-t-il une fonction d’ajustement unique qui tient compte de toutes les géométries de la gerbe, des profils de polarisation et des caractéristiques du primaire ? Une étude plus détaillée sur le profil latéral du champ électrique sera faite à la fin de ce chapitre, donnant quelques éléments de réponse aux questions posées ci-dessus.

S’intéressant à un aspect plus quantitatif des données, la figure 5.3 représente la distribution du nombre de stations ayant déclenché l’acquisition sur un même événement (multiplicité). Sur ce lot de départ, une coupure doit être faite car, en absence d’informations sur la gerbe données par les scintillateurs, nous avons besoin d’au moins 3 antennes par événement pour reconstruire sa direction d’arrivée. On remarque que si la multiplicité moyenne des événements reconstruits est proche de 5, quelques uns sont tout de même observés par plus de 15 stations.

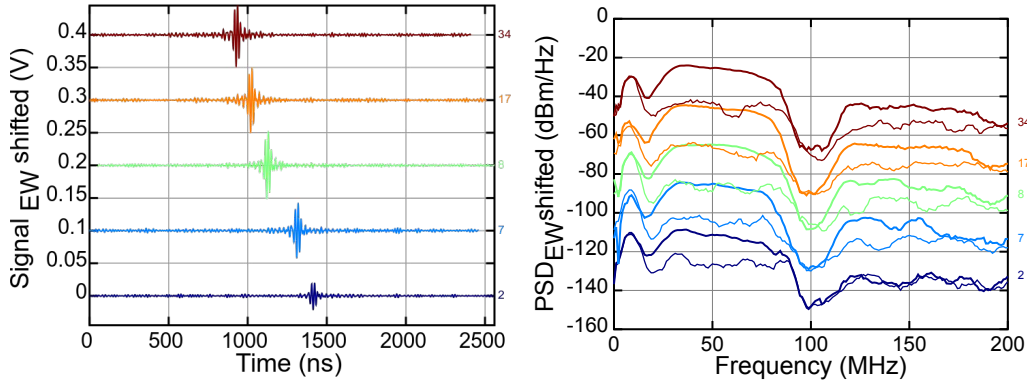


FIG. 5.1: **Gauche** : signaux filtrés dans la bande 30-80 MHz d'un événement observé par 5 stations autonomes. Pour une meilleure visualisation, ils ont volontairement été décalés suivant l'axe des ordonnées. Le décalage suivant l'axe des abscisses est dû aux différents moments de détection de la gerbe dans chaque station, suite à la propagation du front d'onde dans l'espace. **Droite** : spectre moyen des signaux de la figure de gauche. Pour chaque signal il est représenté 2 spectres de même couleur. Ceux en gras, avec une plus grande densité spectrale de puissance, sont calculés autour du transitoire associé à la gerbe. Le second est calculé en dehors de la zone où se trouve le transitoire. Le numéro des stations ayant déclenché est également représenté sur la partie droite de chaque figure.

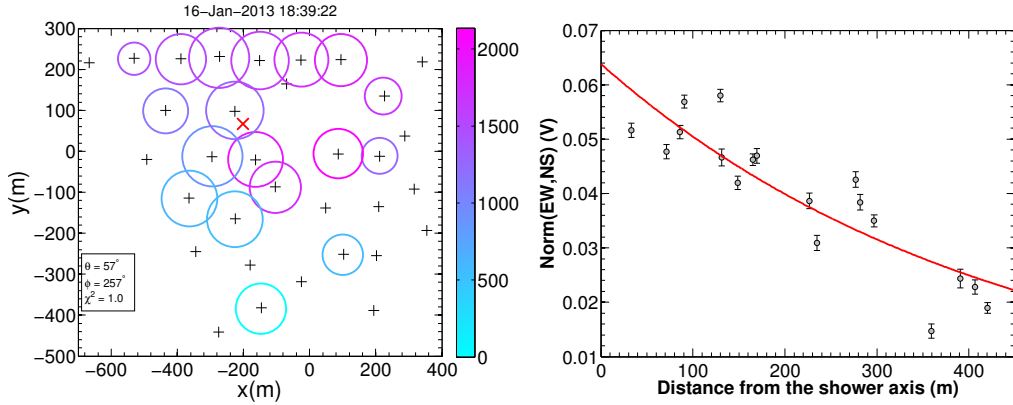


FIG. 5.2: **Gauche** : Événement associé à une gerbe atmosphérique observé par 18 stations autonomes. La taille des cercles correspond au maximum d'amplitude des signaux et les couleurs représentent le temps relatif d'arrivée en nanosecondes par rapport à la première station ayant été déclenchée. Le point d'impact de la gerbe (cœur de gerbe) est indiqué par la croix rouge. **Droite** : distribution latérale du champ électrique pour le même événement. La courbe en rouge représente l'ajustement des points par une fonction exponentielle.

La figure 5.4 de gauche montre la distribution des plus grandes distances entre deux stations au sein d'un même événement. Cette « portée » du champ électrique



dépend de l'énergie du primaire et est corrélée à l'angle zénithal de l'événement (figure 5.4 droite). Dans notre lot de données, elle varie entre 100 et 800 mètres environ. Il s'agit d'une quantité clé dans l'étude de l'émission radio par les gerbes dans la mesure où elle conditionne l'espacement entre les antennes dans les expériences. En effet, l'un des inconvénients de cette méthode réside dans le fait que l'émission radio est focalisée dans l'axe de la gerbe, obligeant ainsi la mise en place d'une densité élevée de stations, ce qui augmente le coût d'installation. Dans ces données nous n'avons malheureusement pas l'accès à l'énergie du primaire. Il n'est donc pas possible d'estimer la portée du champ électrique en fonction de l'énergie, ce qui semble être primordial dans les prochaines expériences géantes de détection des rayons cosmiques ( $> 10000 \text{ km}^2$  de surface). Cependant, une estimation de la portée entre  $10^{17}$  et  $10^{19}$  eV pourra très prochainement être faite dans l'expérience AERA, à l'Observatoire Pierre Auger.

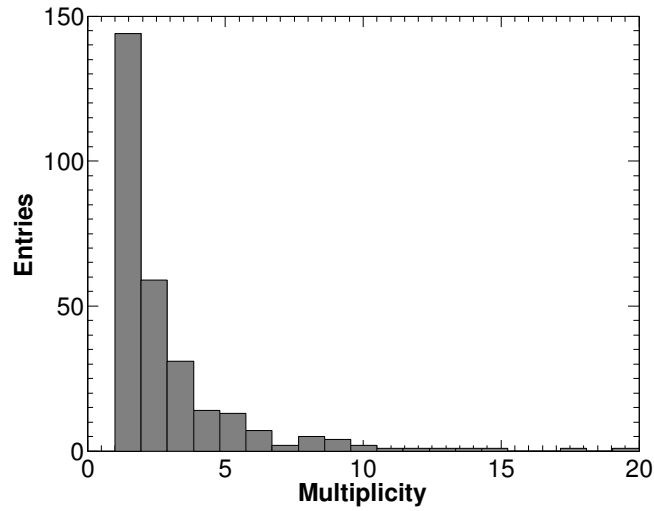


FIG. 5.3: Distribution des multiplicités pour tous les événements enregistrés en coïncidence.

Au total nous avons 76 événements reconstruits avec les données des stations autonomes. La procédure de reconstruction est quasiment la même que celle utilisée dans le chapitre précédent et se base sur l'hypothèse que le front d'onde est plan. Une amélioration a été apportée au niveau du temps d'arrivée : au lieu de prendre le temps fourni par la carte GPS qui correspond au début de la numérisation dans la chaîne électronique, nous tenons compte de la position du maximum du signal dans chaque trace. Cette valeur peut être décalée de quelques nanosecondes selon la station. Cela permet d'être plus précis dans la reconstruction des directions d'arrivée. La direction d'arrivée des événements est représentée par la figure 5.5. Le zénith se trouve à  $0^\circ$  et l'horizon à  $90^\circ$ . La direction du champ magnétique sur le site de l'expérience est représentée par le carré rouge. La convention adoptée pour l'angle azimutal est celle du sens trigonométrique avec  $\phi = 0^\circ$  pour l'est (à droite).

Les signaux ont été filtrés dans la bande de fréquence habituelle 30-80 MHz. En

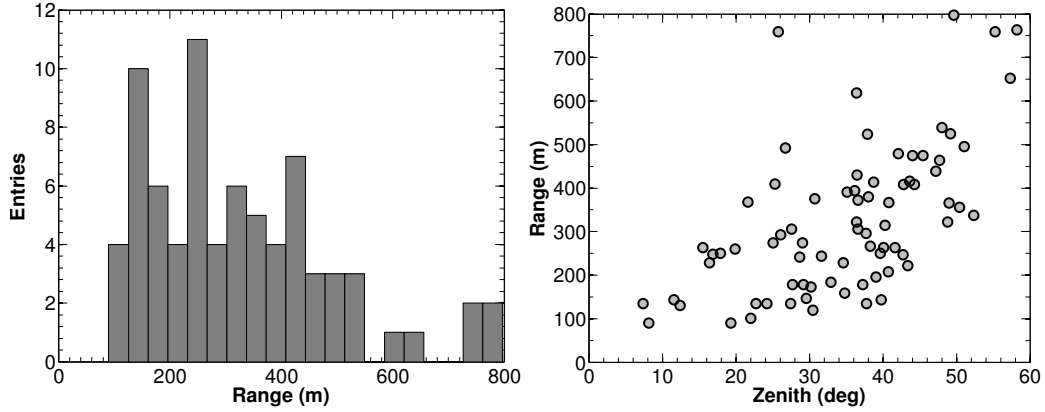


FIG. 5.4: **Gauche** : distribution des plus grandes distances entre deux stations déclenchées en coïncidence dans des événements de multiplicité supérieure ou égale à 3. Cette quantité peut être associée à la portée du champ électrique. **Droite** : évolution de la portée du champ électrique avec l'angle zénithal de la gerbe, pour les mêmes événements que ceux de la figure de gauche.

utilisant une bande de filtrage différente (à plus haute fréquence par exemple), il est important de vérifier que le maximum pris correspond bien à celui du transitoire en provenance de la gerbe, et non pas des émetteurs parasites. La figure 5.7 montre les distributions des différences angulaires azimutales et zénithales entre des signaux filtrés dans les bandes 30-80 MHz et 140-160 MHz. Dans 5.6 nous représentons la différence de deux signaux (NS et EW) filtrés dans les bandes 30-80 MHz (gauche) et 140-160 MHz (droite). Cela montre que la correction du temps avec le maximum des transitoires peut être difficile à appliquer pour des signaux filtrés dans des bandes relativement polluées comme la FM. Des directions d'arrivée pour d'autres bandes comprises entre 90 et 200 MHz ont été évaluées et comparées à la bande 30-80 MHz. Les dispersions sont toutes aussi importantes. La bande 30-80 MHz est donc clairement la bande à privilégier pour reconstruire les propriétés angulaires de la gerbe. Réduire les erreurs dans les bandes plus élevées requiert une optimisation de l'antenne.

Les distributions des angles zénithaux et azimutaux sont données par les figures 5.8 et 5.9. Nous observons, comme dans les données de CODALEMA-II [135], une asymétrie dans les directions d'arrivée des rayons cosmiques. Cet effet est interprété comme conséquence de l'action de la force de Lorentz

$$\vec{F} \propto \vec{v} \times \vec{B}, \quad (5.1)$$

sur les particules chargées de la gerbe, où  $\vec{v}$  est le vecteur contenant l'axe de la gerbe et  $\vec{B}$  le vecteur champ géomagnétique. Comme les événements en provenance du nord font un angle plus grand avec le champ magnétique, qui à Nançay pointe vers le sud, l'accélération subie par les charges, et donc la probabilité de détection en polarisation EW est plus importante. La figure 5.10 montre la distribution des

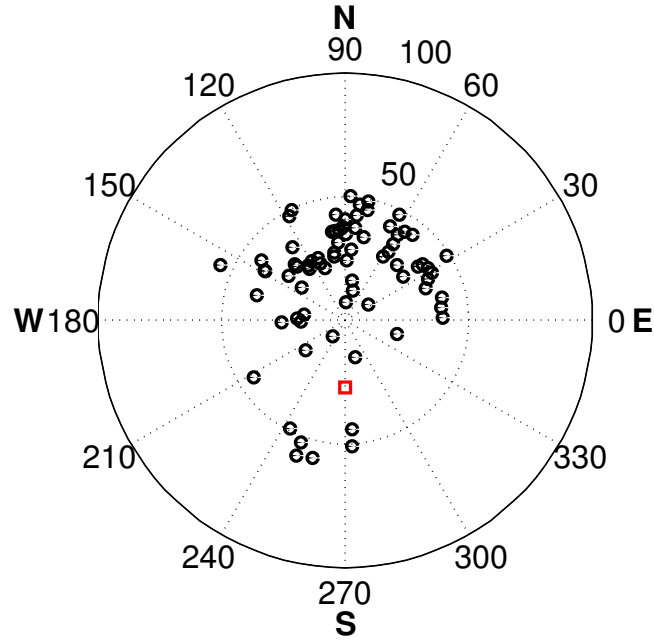


FIG. 5.5: Direction d'arrivée des 76 événements reconstruits avec les données des stations autonomes. Le carré rouge représente la direction du champ magnétique à Nançay.

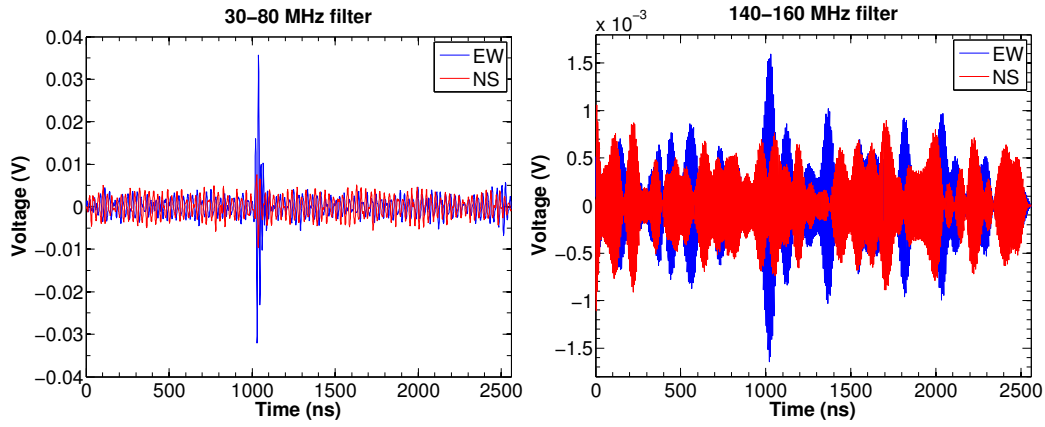


FIG. 5.6: Signaux en provenance d'une gerbe filtrés dans les bandes 30-80 MHz (gauche) et 140-160 MHz (droite) dans les polarisations EW (bleu) et NS (rouge). La présence d'émetteurs parasites dans la figure de droite est clairement mise en évidence.

angles entre les directions d'arrivée des événements et le champ géomagnétique. La distribution ne montre pas un maximum à  $\alpha = 90^\circ$ , angle pour lequel pourtant l'émission radio serait maximum selon la force de Lorentz. Cela peut être dû à plusieurs facteurs :

- Le modèle  $\vec{v} \times \vec{B}$  ne donne évidemment qu'une première estimation de l'inten-

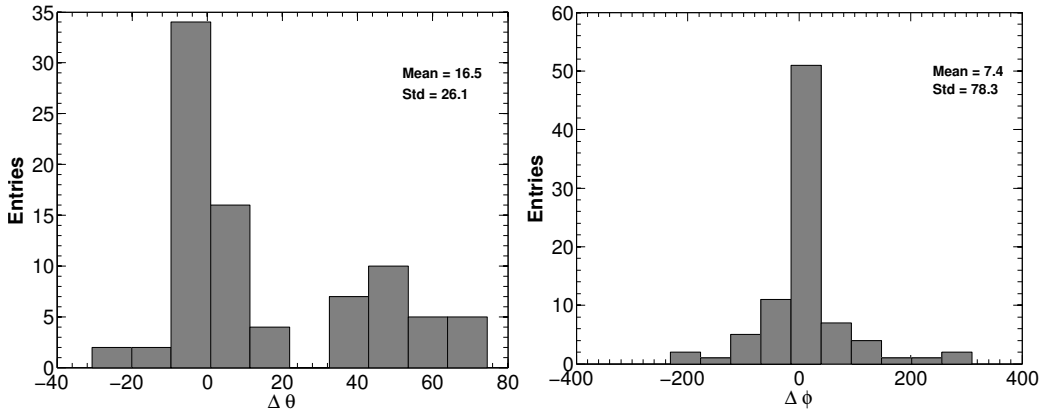


FIG. 5.7: **Gauche** : différence entre les angles zénithaux ( $\theta$ ) pour des signaux filtrés entre les bandes 30-80 et 140-160 MHz en tenant compte de leur maximum. La dispersion des distributions est due au fait que le maximum du transitoire pris dans la bande 140-160 MHz correspond parfois à du bruit, et non pas à l'émission de la gerbe. **Droite** : figure identique à celle de gauche, mais pour les angles azimutaux ( $\phi$ ).

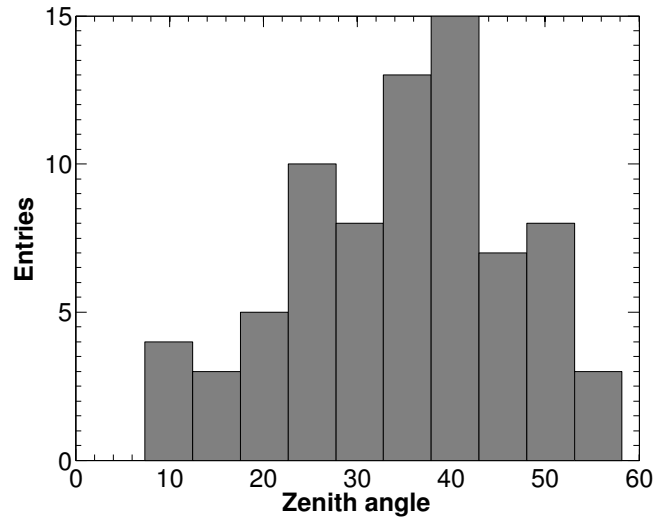


FIG. 5.8: Distribution de l'angle zénithal  $\theta$  pour les événements reconstruits.

sité du signal perçue par les antennes. Il ne tient pas compte non plus de la présence d'autres mécanismes d'émission comme l'excès de charge, qui a un profil de polarisation différent du courant transverse

- Le lobe des antennes ne présente pas le même gain pour toutes les directions d'arrivée
- Les directions d'arrivée présentées ici sont conditionnées par celles observées par le réseau de scintillateurs. Or, contrairement aux stations autonomes, l'efficacité de détection des scintillateurs chute fortement pour des angles zénithaux

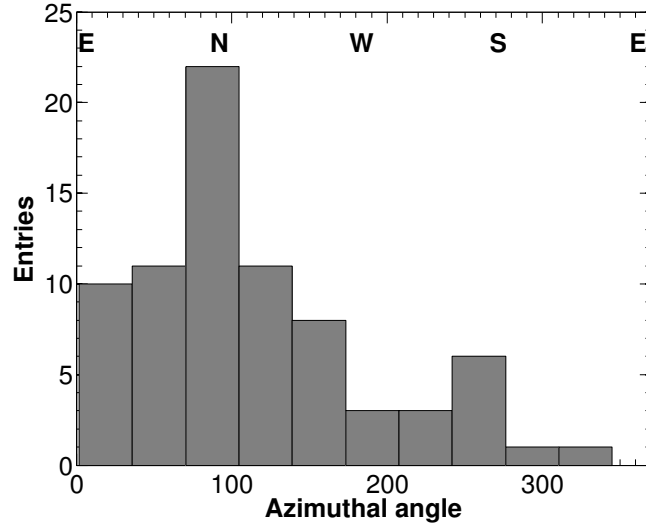


FIG. 5.9: Distribution de l'angle azimutal  $\phi$  pour les événement reconstruits. Les événements compris entre  $180^\circ$  et  $360^\circ$  sont en provenance du sud géographique. On remarque que le canal le plus peuplé de la distribution se situe en plein nord. La détection du signal uniquement en polarisation EW privilégie dans cette direction d'azimut.

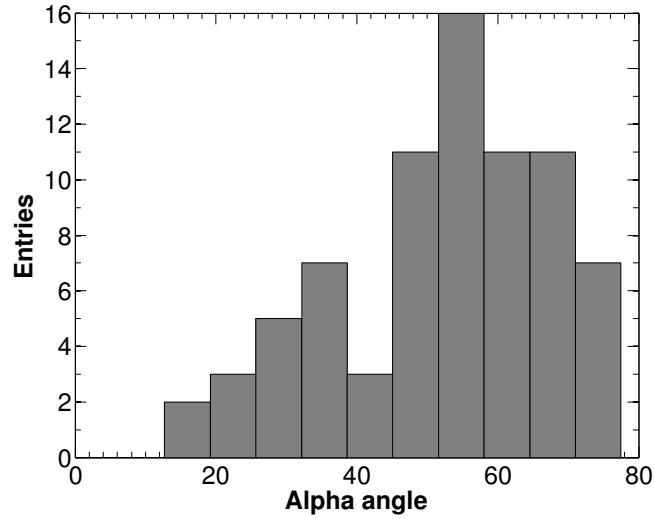


FIG. 5.10: Distribution des angles entre les directions d'arrivée et le champ géomagnétique pour les événements reconstruits.

supérieurs à  $50^\circ$ . Les canaux proches de  $90^\circ$  de la distribution des angles  $\alpha$  pourraient alors être moins peuplés.

L'asymétrie dans les directions d'arrivée a été également observée par d'autres expériences comme RAuger [111], AERA [150], LOFAR [153], et est associée à l'émission du courant transverse créé lors de la séparation des charges  $e^+ - e^-$  dans le

champ géomagnétique. Bien que la mesure du décalage de cœur radio par rapport au cœur estimé par les détecteurs de particules (voir figure 3.17, chapitre 3) ait donné une première évidence d'un mécanisme d'émission secondaire compatible avec l'excès de charge [154], ce sera probablement la mesure des autres composantes du champ électrique qui en apportera la preuve définitive.

## 5.2 Les mesures de polarisation

### 5.2.1 Description de la polarisation

Une onde électromagnétique est considérée comme polarisée lorsqu'il existe une corrélation entre les composantes du champ électrique. Le champ électrique d'une onde plane est la somme vectorielle des deux composantes orthogonales à la propagation. Ces composantes sont caractérisées par leur amplitude et leur différence de phase. Si l'onde se propage suivant l'axe (Oz), le champ électrique évolue dans le plan (xy). On peut considérer l'évolution de ses composantes suivant l'axe des x et l'axe des y :

$$\vec{E} = A \cos(\omega t) \vec{e}_x + B \cos(\omega t - \varphi) \vec{e}_y = E_x \vec{e}_x + E_y \vec{e}_y \quad (5.2)$$

où  $\omega$  est la pulsation de l'onde et  $\varphi = \varphi_y - \varphi_x$  le déphasage entre les composantes x et y. L'extrémité du champ électrique peut être décrite de façon générale par une ellipse dont on peut établir l'équation :

$$\cos(\omega t - \varphi) = \cos(\omega t) \cos \varphi + \sin(\omega t) \sin \varphi \quad (5.3)$$

$$\frac{E_y}{B} = \frac{E_x}{A} \cos \varphi + \sqrt{1 - \left(\frac{E_x}{A}\right)^2} \sin \varphi \quad (5.4)$$

$$\frac{E_x^2}{A^2} + \frac{E_y^2}{B^2} - 2 \frac{E_x E_y}{AB} \cos \varphi = \sin^2 \varphi. \quad (5.5)$$

Les amplitudes  $A$  et  $B$  deviennent ici les demi-grand axe et demi-petit axe de l'ellipse (voir figure 5.11). Les différents types de polarisation (elliptique, circulaire ou linéaire) sont définis par les valeurs du déphasage  $\varphi$ . Dans le cas où  $\varphi = \pi/2$  ou  $\varphi = 3\pi/2$  et  $A = B$ , l'onde est polarisée circulairement. Si  $\varphi = 0$  ou  $\varphi = \pi$  l'onde est polarisée linéairement. Dans les autres cas, l'onde est polarisée elliptiquement.

En employant le formalisme de Stokes, nous avons accès aux grandeurs qui quantifient l'état de polarisation de l'onde électromagnétique observée par l'antenne. On peut définir les paramètres de Stokes dans le plan horizontal :

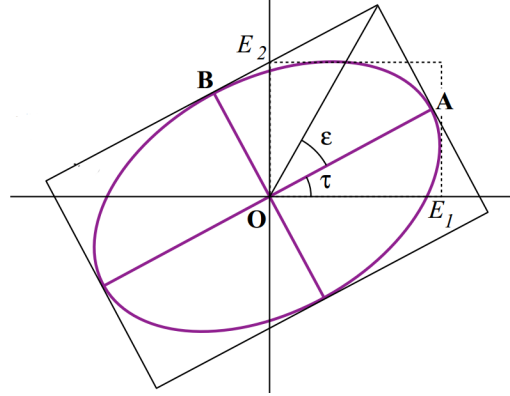


FIG. 5.11: *Ellipse de polarisation avec le demi-grand axe A et demi-petit axe B. Les angles  $\tau$  et  $\varepsilon$  représentent l'inclinaison de l'ellipse par rapport à la composante  $E_x$ , et son ellipticité.*

$$\begin{aligned}
 I &= E_x^2 + E_y^2 \\
 Q &= E_x^2 - E_y^2 = I \cos 2\varepsilon \cos 2\tau \\
 U &= 2E_x E_y \cos \varphi = I \cos 2\varepsilon \sin 2\tau \\
 V &= 2E_x E_y \sin \varphi = I \sin 2\varepsilon
 \end{aligned} \tag{5.6}$$

où  $E_x$  et  $E_y$  sont les projections du champ électrique sur les axes EW et NS respectivement,  $\tau$  est l'inclinaison de l'ellipse par rapport à la composante  $E_x$ , et  $\varepsilon$  est l'ellipticité. Le paramètre  $I$  donne l'intensité du signal,  $Q$  et  $U$  décrivent les polarisations linéaires, et  $V$  décrit la polarisation circulaire. L'avantage ici (par rapport au formalisme de Jones), réside dans le fait que les vecteurs de Stokes décrivent tous les états de polarisation de la lumière. L'état de polarisation peut être facilement visualisé à l'aide de la sphère de Poincaré (figure 5.12).

### 5.2.2 La polarisation dans les données CODALEMA

Rappelons que pendant le développement de la gerbe, il se produit une évolution temporelle du nombre d'électrons et de positrons (excès de charges), ce qui mène à une contribution au champ électrique total additionnelle à celle du courant transverse. Notons également que le poids de cette contribution peut varier entre 10 et 20% de l'émission totale, dominée par le courant transverse. La figure 5.13 illustre les mécanismes physiques et les vecteurs de polarisation correspondant d'une gerbe verticale pour le courant transverse (a et b) et pour l'excès de charges (c et d). La figure 2.2 dans le chapitre 2 peut également aider à comprendre le phénomène. D'après les travaux de modélisation de la gerbe [96], l'émission radio générée par le courant transverse est polarisée linéairement et perpendiculairement à l'axe de la gerbe et au champ géomagnétique. La figure de polarisation de l'excès de charges

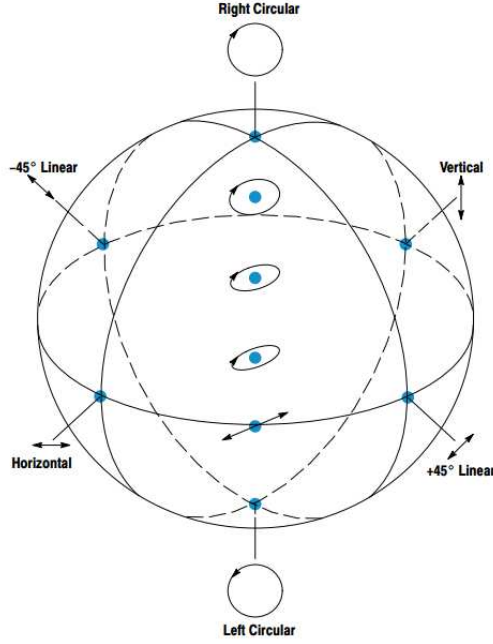


FIG. 5.12: L'état de polarisation d'une onde électromagnétique peut être représenté par un point à l'intérieur de la sphère de Poincaré (lumière partiellement ou non polarisée), ou sur sa surface, dans le cas de polarisation totale (notre cas). Les coordonnées du point sont les 3 paramètres de Stokes normalisés ( $Q$ ,  $U$  et  $V$ ). Les polarisations linéaires se trouvent à l'équateur ( $V = 0$ ), les polarisations circulaires se trouvent aux pôles ( $Q = U = 0$ ), et entre l'équateur et les pôles, se trouvent les polarisations elliptiques.

est quant à elle orientée radialement vers l'axe de la gerbe [96], ce qui implique que, pour cette contribution, l'intensité dépend aussi de la position relative de l'observateur par rapport au cœur de la gerbe. Par conséquent, la superposition de ces deux contributions doit également présenter des variations en amplitude pour des antennes situées à des différents endroits par rapport au cœur.

L'une des façons de représenter l'influence d'un mécanisme d'émission ayant une dépendance avec la position du cœur de gerbe est la visualisation des ellipses formées par les signaux mesurés dans les polarisations EW et NS<sup>1</sup>. Au sein d'un même événement, considérant l'émission due au courant transverse, les ellipses ont la même inclinaison par rapport à l'axe des  $x$  et doivent varier uniquement en amplitude car dans ce cas tous les signaux sont alignés selon  $\vec{v} \times \vec{B}$ . Comme le profil de polarisation de l'excès de charges est différent de ce dernier, sa présence se traduira par différentes inclinaisons pour chaque antenne. La dispersion des angles sera ainsi proportionnelle au poids de l'excès de charge sur le champ résultant. La figure 5.14 illustre cela avec les ellipses de polarisation pour un événement simulé avec et sans excès de charge.

<sup>1</sup>On les nommera par la suite  $E_{EW}$  ou  $E_x$  pour la composante EW, et  $E_{NS}$  ou  $E_y$  pour la composante NS.



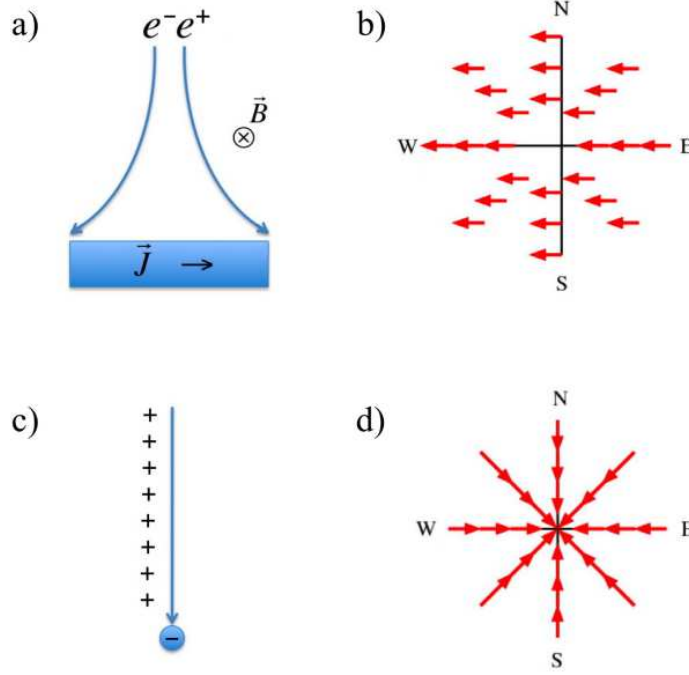


FIG. 5.13: Les mécanismes d'émission et leurs figures de polarisation pour une gerbe verticale [155]. a) Le courant transverse à la propagation de la gerbe  $\vec{J}$  est créé par la déviation systématique des électrons et positrons plongés dans le champ géomagnétique. b) L'orientation des vecteurs de polarisation est donnée par le produit vectoriel  $\vec{v} \times \vec{B}$ . c) L'excès de charges négatives créé par l'annihilation des positrons et des électrons arrachés aux atomes de l'atmosphère lors du passage de la gerbe. d) Dans ce cas, la polarisation de l'excès d'électrons est orientée radialement vers l'axe de la gerbe.

Les formes d'onde ont été filtrées dans la bande 30-80 MHz. La dispersion des ellipses est manifeste lorsque l'on rajoute l'excès de charge dans la simulation.

Les événements étudiés dans la section précédente ont été modélisés avec le code de simulation macroscopique EVA [95], et comparés aux données. Nous avons choisi le noyau de fer<sup>2</sup> comme particule primaire, et son énergie a été fixée à  $10^{17}$  eV. Un certain nombre de coupures dans les données ont dû être faites :

- parmi les événements mentionnés en début de chapitre, seuls ceux dont la multiplicité est supérieure à 5 ont été simulés. Le calcul de minimisation qui donne la position du cœur (l'un des paramètres d'entrée de la simulation) ne converge pas toujours pour des multiplicités plus faibles.
- Les  $\chi^2$  par degré de liberté (critère d'évaluation de la qualité de la convergence) pour la reconstruction des directions d'arrivée et pour la reconstruction du

<sup>2</sup>Dans la région du spectre étudié par CODALEMA ( $10^{16} - 10^{18}$  eV), la composition des rayons cosmiques a une tendance à être plus proche du fer que du proton [76].

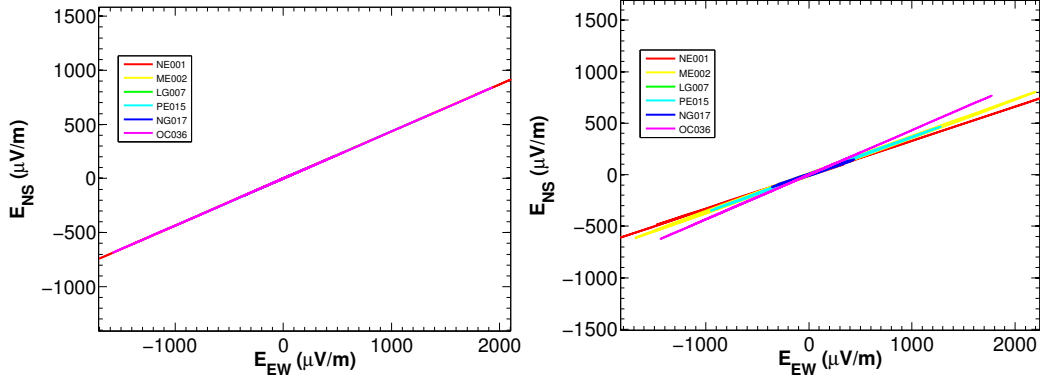


FIG. 5.14: Ellipses de polarisation engendrées une gerbe initiée par un noyau de fer ( $10^{17}$  eV,  $\theta = 31^\circ$  et  $\phi = 142^\circ$ ) simulée avec EVA. À gauche le champ électrique provient uniquement du courant transverse. À droite l'excès de charges est pris en compte. Pour cette géométrie on voit clairement la dispersion des angles lorsque que l'on rajoute l'excès de charges.

cœur sont inférieurs à 10 et 15 respectivement (voir chapitre 3).

- Sont choisis uniquement les événements dont le cœur est à l'intérieur du réseau d'antennes.

Au total, 14 événements remplissent les conditions ci-dessus.

Les figures 5.15 et 5.16 montrent les ellipses de polarisation pour 4 des 14 événements sélectionnés et les simulations correspondantes (figures du milieu et du bas). On précise que les signaux mesurés ne sont pas déconvolués de la réponse de l'antenne. Sur la partie supérieure de la figure, le point d'impact de la gerbe (croix rouge), les temps d'arrivée sur chaque station en nanosecondes (couleurs), ainsi que l'intensité du signal (taille des cercles) sont représentés. Les ellipses en provenance des données ont été calculées à l'aide des signaux, 30 ns autour du maximum des transitoires filtrés dans la bande 30-80 MHz. Nous n'avons pas observé de changement dans l'orientation des ellipses pour d'autres bandes (40-70 MHz, 45-55 MHz, par exemple). Les simulations tiennent compte de l'excès de charges et du courant transverse et leurs signaux ont été également filtrés dans la bande 30-80 MHz.

Les figures ci-dessous reflètent le comportement global observé. La proportionnalité entre les amplitudes au sein d'un même événement est en général en accord avec celle des simulations. Néanmoins, dans certains cas, l'orientation (l'angle par rapport à l'axe des x, par exemple) des ellipses est différente. De plus, les simulations prédisent un signal polarisé linéairement pour les deux principaux mécanismes d'émission radio. Or, l'ellipse de polarisation de certains signaux présentent une valeur du demi-petit axe non négligeable. Une étude exhaustive sur la géométrie des ellipses formées par les signaux en polarisation NS et EW doit certainement être poursuivie car des informations plus fines sur les mécanismes d'émission peuvent y être présentes et donc extraites.

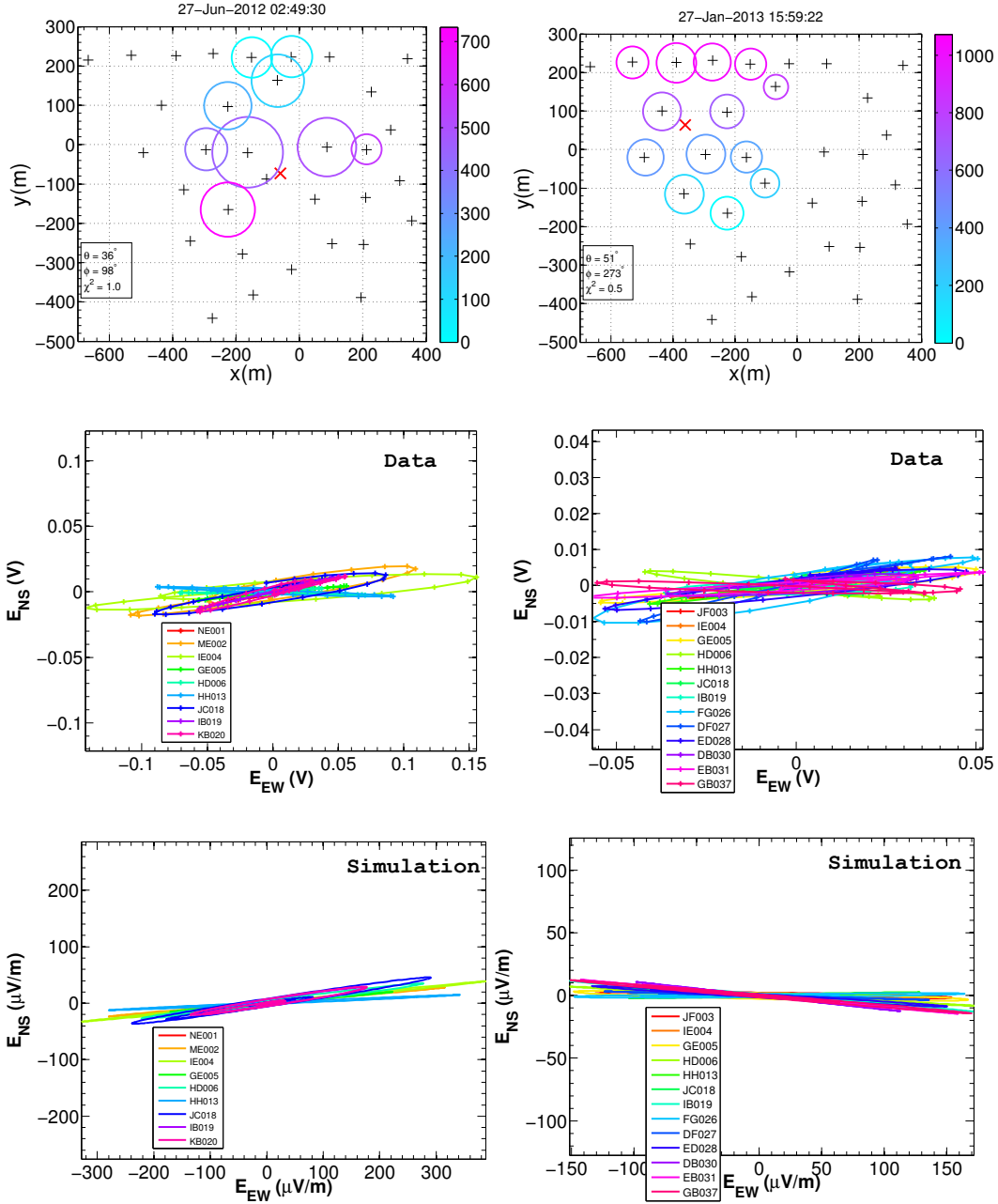


FIG. 5.15: Deux événements observés par les stations autonomes. Sur la partie supérieure de la figure, le temps de passage de la gerbe en nanosecondes (du bleu clair au violet), et l'intensité du signal mesuré (taille des cercles) sont représentés. La croix rouge indique la position estimée du cœur de gerbe obtenu par un fit exponentiel. Les figures du milieu correspondent aux ellipses de polarisation mesurées, et sur la partie inférieure, les ellipses des mêmes événements simulés avec EVA en tenant compte de l'excès de charges et du courant transverse. Pour une antenne donnée, une même couleur est employée pour l'ellipse de la mesure et l'ellipse de la simulation. Le nom des stations sont également indiqués dans la légende.

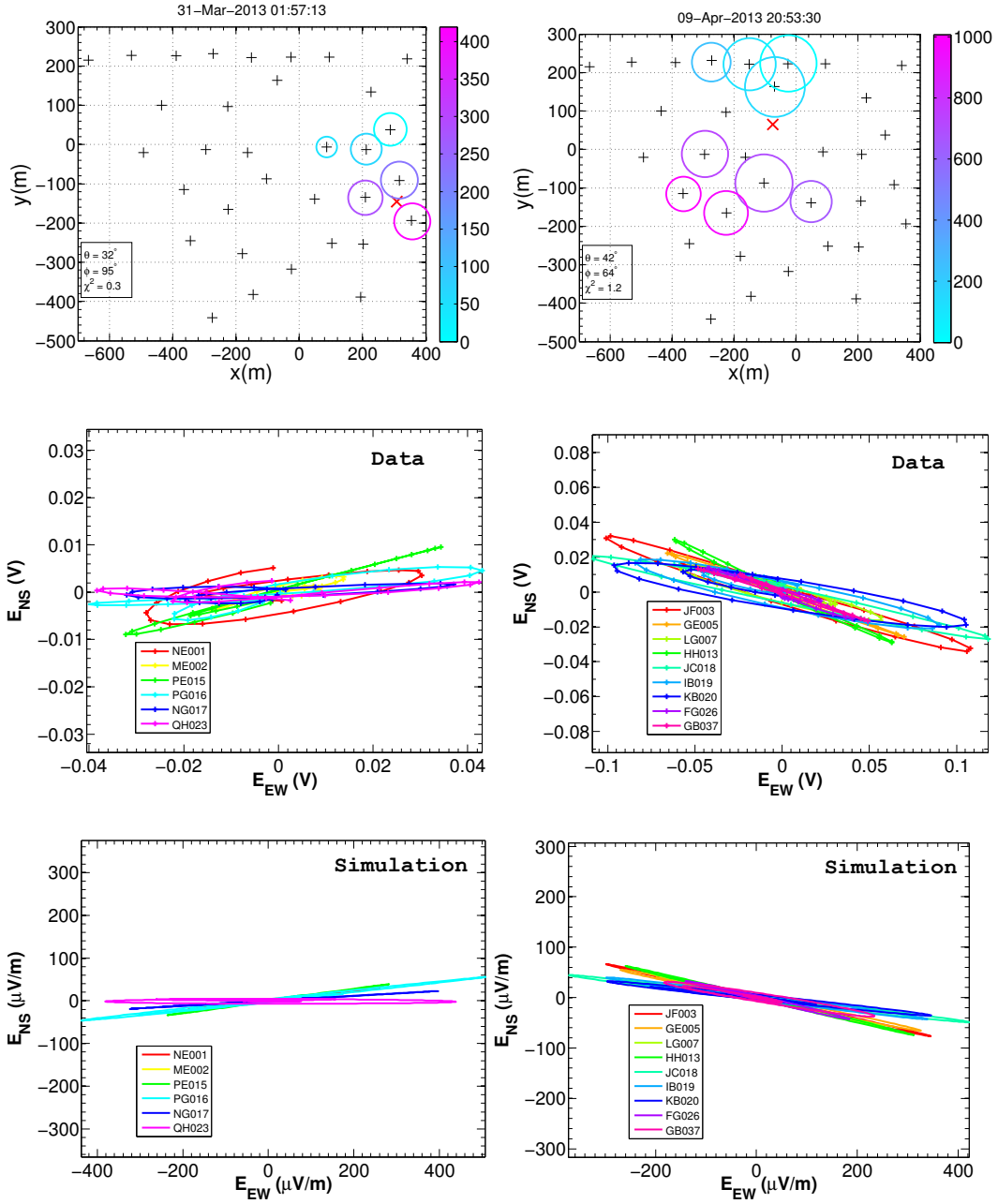


FIG. 5.16: Figure identique à la précédente, pour deux événements différents.

### 5.2.3 Les angles de polarisation

Dans ce paragraphe la polarisation des signaux et les liens avec les mécanismes d'émission seront analysés à travers les angles de polarisation. Ils sont étroitement liés aux ellipses mesurées et simulées ci-dessus.

#### 5.2.3.1 L'angle de polarisation prédit pour le courant transverse

Comme nous l'avons vu, l'émission due au courant transverse est polarisée perpendiculairement à la fois à l'axe de la gerbe  $\vec{v}$  et au champ géomagnétique  $\vec{B}$ . À Nançay, le champ géomagnétique est incliné par rapport au zénith de  $27^\circ$  et pointe vers le Sud ( $\phi_B = 270^\circ$ ). Son intensité vaut  $47.5 \mu\text{T}$  [156]. Nous pouvons définir l'angle de polarisation dans le plan horizontal attendu pour une émission purement géomagnétique [157] :

$$\psi_G = \tan^{-1} \left( \frac{e_y^G}{e_x^G} \right) = \tan^{-1} \left( \frac{(\vec{v} \times \vec{B})_{NS}}{(\vec{v} \times \vec{B})_{EW}} \right) \quad (5.7)$$

où les indices  $EW$  et  $NS$  indiquent que les produits vectoriels sont projetés sur les axes  $EW$  et  $NS$ . Cette expression peut être réécrite de la façon suivante :

$$\psi_G = \tan^{-1} \left( \frac{-\sin \theta \cos \phi \cos \theta_B + \cos \theta \sin \theta_B \cos \phi_B}{\sin \phi \sin \theta \cos \theta_B - \cos \theta \sin \phi_B \sin \theta_B} \right) \quad (5.8)$$

avec  $\theta$  et  $\phi$  les angles zénithal et azimutal de la gerbe, et  $\theta_B$  et  $\phi_B$  les angles zénithal et azimutal du champ géomagnétique. L'incertitude sur  $\psi_G$  est obtenue en différenciant son expression :

$$\begin{aligned} \sigma_{\psi_G} &= \sqrt{\left( \frac{\partial \psi_G}{\partial e_x} \sigma_{e_x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \psi_G}{\partial e_y} \sigma_{e_y} \right)^2} \\ &= \sqrt{\left( \frac{1}{1 + (e_y/e_x)^2} \right)^2 \left( \left( \frac{\sigma_{e_x} e_y}{e_x^2} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_{e_x}}{e_x} \right)^2 \right)} \end{aligned} \quad (5.9)$$

avec

$$\begin{aligned} \sigma_{e_x}^2 &= \left( \frac{\partial e_x}{\partial \theta} \sigma_\theta \right)^2 + \left( \frac{\partial e_x}{\partial \phi} \sigma_\phi \right)^2 + \left( \frac{\partial e_x}{\partial \theta_B} \sigma_{\theta_B} \right)^2 + \left( \frac{\partial e_x}{\partial \phi_B} \sigma_{\phi_B} \right)^2 \\ \sigma_{e_y}^2 &= \left( \frac{\partial e_y}{\partial \theta} \sigma_\theta \right)^2 + \left( \frac{\partial e_y}{\partial \phi} \sigma_\phi \right)^2 + \left( \frac{\partial e_y}{\partial \theta_B} \sigma_{\theta_B} \right)^2 + \left( \frac{\partial e_y}{\partial \phi_B} \sigma_{\phi_B} \right)^2 \end{aligned} \quad (5.10)$$

Les valeurs des incertitudes prises dans le calcul pour les composantes du champ géomagnétique sont :  $\sigma_{\theta_B} = \sigma_{\phi_B} = 0.5^\circ$ , bien supérieures aux valeurs de changement

annuel fournis par [156]. Les incertitudes  $\sigma_\theta$  et  $\sigma_\phi$  sur la direction d'arrivée de la gerbe sont fixées à  $2^\circ$ .

Nous allons par la suite comparer le  $\psi_G$  prédit par la composante géomagnétique du signal avec l'angle de polarisation mesuré par chaque antenne d'un même événement.

### 5.2.3.2 L'angle de polarisation mesuré par les stations autonomes

L'angle de polarisation mesuré est donné par relation suivante :

$$\psi_M = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left( \frac{U}{Q} \right) \quad (5.11)$$

où  $U$  et  $Q$  sont les paramètres de Stokes définis dans l'équation (5.6). Dans les expressions de  $U$  et  $Q$ , interviennent les signaux mesurés  $E_x(t)$  et  $E_y(t)$  dans les polarisations EW et NS. La partie du signal qui correspond à l'émission de la gerbe a une courte durée par rapport à la longueur totale du signal enregistré. Ici les paramètres de Stokes seront calculés 200 ns autour du maximum du transitoire filtré dans la bande 30-80 MHz, qui se situe généralement vers 1050 ns (voir figure 5.17). On peut redéfinir les paramètres employés dans cette analyse :

$$\begin{aligned} Q &= \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (E_{x,i}^2 - E_{y,i}^2) \\ U &= \frac{2}{n} \sum_{i=1}^n (E_{x,i} E_{y,i}) \end{aligned} \quad (5.12)$$

avec  $n = 200$ . On calcule donc ici une valeur moyenne des paramètres de Stokes sur la partie du signal qui nous intéresse. Nous pouvons calculer ce taux de polarisation linéaire, obtenu à partir des paramètres de Stokes comme suit :

$$p_l = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I} \quad (5.13)$$

où  $I$  est l'intensité totale du signal. La figure 5.18 représente ce taux de polarisation linéaire. On constate que les transitoires sont fortement linéairement polarisés.

Comme dans le cas de l'angle de polarisation prédit, l'erreur sur les angles mesurés par propagation des incertitudes est donnée facilement par différentiation de l'équation (5.11) :

$$\sigma_{\psi_M} = \sqrt{\frac{\sigma_Q^2 U^2 + \sigma_U^2 Q^2}{4(Q^2 + U^2)^2}}. \quad (5.14)$$

En général, l'incertitude sur un paramètre  $P$  qui dépend de  $x_n$  variables est donnée par :

$$\sigma_P = \sqrt{\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \frac{\partial P}{\partial x_i} \frac{\partial P}{\partial x_j} \text{Cov}(x_i, x_j)} \quad (5.15)$$

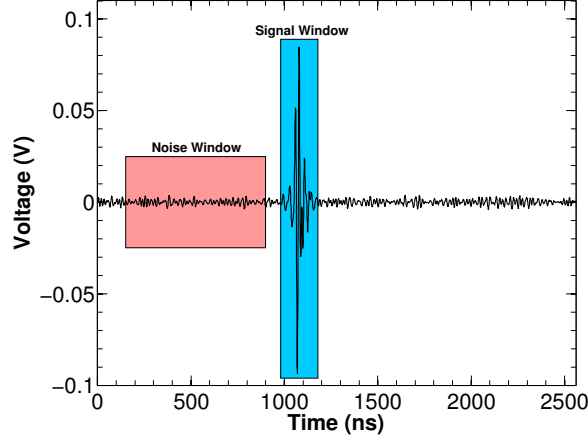


FIG. 5.17: *Signal cosmique filtré dans la bande 30-80 MHz. La zone en bleu correspond au transitoire créé lors du développement de la gerbe. La zone rouge représente une partie supposé typique du bruit au moment de l'enregistrement de l'événement.*

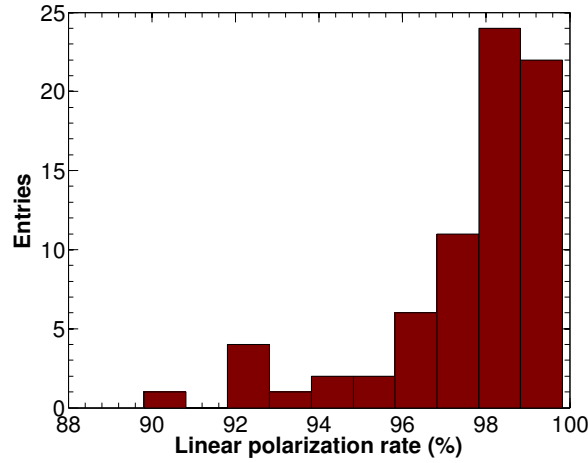


FIG. 5.18: *Distribution des taux de polarisation linéaire. Les signaux présentent des taux proches de 100%, en accord avec les prédictions théoriques.*

avec  $\text{Cov}(x_i, x_j)$  la covariance entre les variables  $x_i$  et  $x_j$ . À partir de cette relation et des définitions (5.12) nous sommes en mesure de déterminer les incertitudes sur  $Q$  et  $U$  :

$$\sigma_Q^2 = \frac{16}{n^2} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n (E_{x,i} E_{x,j} \text{Cov}(E_{x,i}, E_{x,j}) + E_{y,i} E_{y,j} \text{Cov}(E_{y,i}, E_{y,j})) \quad (5.16)$$

$$\sigma_U^2 = \frac{16}{n^2} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n (E_{y,i} E_{y,j} \text{Cov}(E_{x,i}, E_{x,j}) + E_{x,i} E_{x,j} \text{Cov}(E_{y,i}, E_{y,j})) \quad (5.17)$$

où la covariance entre les composantes du champ a été calculée dans la fenêtre de

bruit. Afin de s'assurer de la qualité des données, seuls les événements dont le  $\chi^2$  de la reconstruction des directions d'arrivée est inférieur à 10 ont été sélectionnés. De même, un rapport signal sur bruit défini comme suit est exigé supérieur à 10 :

$$\frac{S}{N} = \frac{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n E_{\text{signal},i}^2}{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N E_{\text{noise},i}^2} \quad (5.18)$$

avec  $n = 200$  et  $N = 800$ .

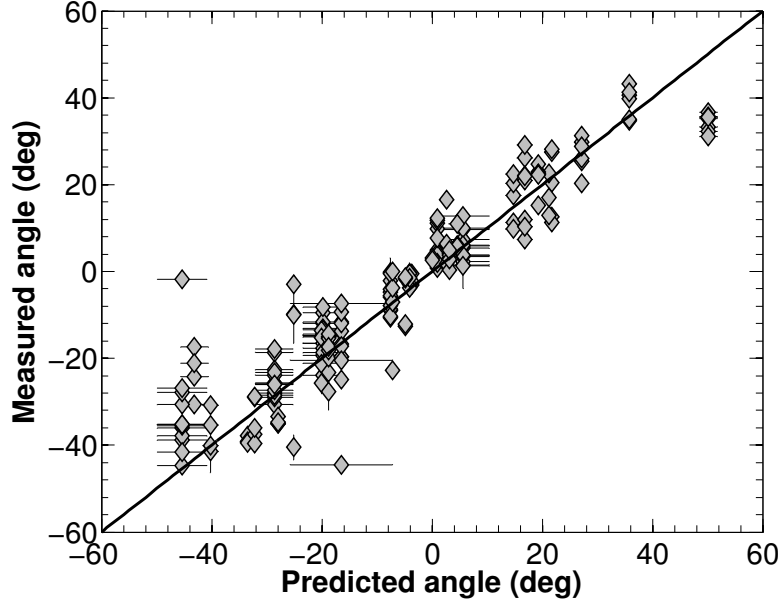


FIG. 5.19: L'angle de polarisation mesuré par les stations autonomes en fonction de l'angle attendu pour une émission radio purement géomagnétique. La dispersion par rapport à la droite  $\psi_M = \psi_G$  suggère l'existence d'un autre mécanisme d'émission.

Nous pouvons finalement observer la dépendance entre l'angle de polarisation **prédit** pour une contribution uniquement géomagnétique (équation (5.7)) avec les angles **mesurés** dans chaque station (équation (5.11)) à l'aide de la figure 5.19. Les incertitudes ont été calculées à partir des équations (5.9) et (5.14). Les points alignés verticalement représentent les angles mesurés dans un même événement. La dispersion par rapport à la droite  $\psi_M = \psi_G$  suggère l'existence d'un mécanisme d'émission différent du courant transverse. Pour ce lot de données, le coefficient de corrélation de Pearson vaut  $\rho_P = 0.94 \pm 0.01$  à 95% de niveau de confiance, ce qui indique une très bonne corrélation linéaire entre les deux angles et assoit une fois de plus l'hypothèse de la prédominance du mécanisme géomagnétique dans les processus d'émission radio par la gerbe.

#### 5.2.4 Le paramètre R

Dans le paragraphe précédent, et notamment à l'aide de la figure 5.19, nous avons vu que le mécanisme géomagnétique ne peut à lui seul expliquer les profils



de polarisation présents dans les données. Dans ce paragraphe nous allons nous interroger si une partie de la polarisation totale est orientée radialement autour de l'axe de la gerbe (cas de l'excès de charges).

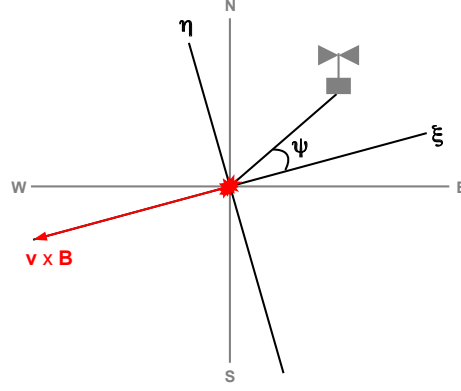


FIG. 5.20: Nouveau repère  $\{\xi, \eta\}$  défini selon la projection au sol de  $\vec{v} \times \vec{B}$  (en rouge). L'origine du repère est le cœur de la gerbe. L'angle  $\psi$  est défini comme l'angle de l'observateur autour de la position du cœur reconstruit à l'aide des équations (3.16) et (3.17), par rapport à l'axe  $\xi$ . Cela permet de mettre en évidence toute polarisation différente de celle attendue pour l'émission géomagnétique.

Comme le profil de polarisation de la contribution géomagnétique dépend uniquement du produit vectoriel  $\vec{v} \times \vec{B}$ , nous pouvons définir un nouveau repère  $\{\xi, \eta\}$  par rotation du repère habituel  $\{EW, NS\}$ , dans lequel la contribution géomagnétique selon la composante  $\eta$  soit toujours nulle (voir figure 5.20). Ainsi, si un signal est observé dans cette direction, il ne provient pas de l'émission géomagnétique. À partir de ce nouveau repère (qui est donc différent pour chaque événement) nous pouvons également définir l'angle  $\psi$  entre la position du cœur de la gerbe et l'antenne par rapport à l'axe  $\eta$ . L'observable dans cette analyse est le paramètre  $R$ , qui traduit la prépondérance (normalisée) de la composante linéaire à  $45^\circ$  de la polarisation horizontale par rapport à la composante linéaire à  $-45^\circ$  :

$$R(\psi) = \frac{2 \sum_{i=1}^n (E_{i,\xi} E_{i,\eta})}{\sum_{i=1}^n (E_{i,\xi}^2 + E_{i,\eta}^2)}, \quad (5.19)$$

avec  $n = 100$ , ce qui correspond à une région de 100 ns prise autour de la valeur maximum du transitoire. Dans ce nouveau repère,  $E_\xi$  et  $E_\eta$  valent

$$\begin{aligned} E_\xi &= E_x \cos \psi_G + E_y \sin \psi_G \\ E_\eta &= -E_x \sin \psi_G + E_y \cos \psi_G. \end{aligned} \quad (5.20)$$

Lorsque  $\psi = 0$ , la polarisation des signaux créés par le courant transverse et l'excès de charges est alignée selon l'axe  $\xi$ . Le paramètre  $R$  doit être nul pour les deux mécanismes. Or, au fur et à mesure que l'angle  $\psi$  augmente,  $R$  doit prendre des valeurs différentes de 0, jusqu'à atteindre un maximum à  $\pi/2$ , où la position de

l'antenne coïncide avec l'axe  $\eta$ . Dans ce cas nous avons uniquement la présence de la contribution radiale dans  $R$ . Cet effet est symétrique pour les deux derniers cadrants :  $R(\psi = \pi)$  est censé être nul, et  $R(\psi = 3\pi/2)$  devrait passer par un autre extremum opposé au premier. Ainsi, un profil de polarisation sinusoïdal de  $R(\psi)$  est attendu pour des observateurs autour du point d'impact de la gerbe.

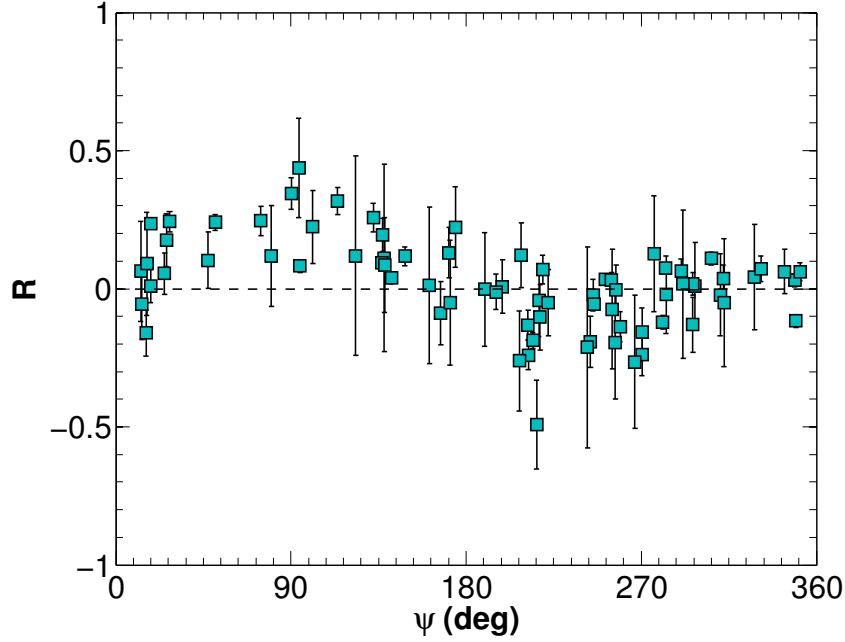


FIG. 5.21: Le paramètre  $R$  en fonction de l'angle  $\psi$ . La ligne pointillée correspond à la valeur de  $R$  attendue pour une émission uniquement géomagnétique.

L'évolution du paramètre  $R$  en fonction de  $\psi$  dans les données CODALEMA est représentée par la figure 5.21. Un profil sinusoïdal de  $R$  est clairement visible, du fait que, pour un même événement, les stations ont des positions différentes par rapport au cœur de gerbe. Cela indique qu'une contribution radiale compatible avec l'excès de charges est présente dans les données. L'incertitude sur  $R$  est donnée par

$$\sigma_R^2 = \left( \frac{\partial R}{\partial E_\xi} \sigma_{E_\xi} \right)^2 + \left( \frac{\partial R}{\partial E_\eta} \sigma_{E_\eta} \right)^2, \quad (5.21)$$

avec

$$\frac{\partial R}{\partial E_\xi} = \frac{2E_\eta(E_\eta^2 - E_\xi^2)}{(E_\xi^2 + E_\eta^2)^2} \quad (5.22)$$

et

$$\frac{\partial R}{\partial E_\eta} = \frac{2E_\xi(E_\xi^2 - E_\eta^2)}{(E_\xi^2 + E_\eta^2)^2} \quad (5.23)$$

Les  $\sigma_{E_\xi}$  et  $\sigma_{E_\eta}$  sont les moyennes quadratiques du bruit (région en rouge dans la figure 5.17) de  $E_\xi$  et  $E_\eta$ . L'incertitude sur  $\psi$  n'est pas représentée car elle requiert

un (long) travail d'analyse supplémentaire de l'incertitude sur la reconstruction de la position des cœurs de gerbe.

La mise en évidence d'une composante radiale du champ électrique à travers le paramètre  $R$  avait été réalisée auparavant sein de l'expérience AERA [158, 17, 157]. L'évolution du paramètre  $R$  présente aussi un caractère sinusoïdal en fonction de l'angle  $\psi$ . La corrélation entre les angles de polarisation prédits par le modèle géomagnétique et les angles mesurés par chaque station y est légèrement moins importante ( $\rho_P = 0.87 \pm 0.01$  à 95% de niveau de confiance [158]). Cette différence pourrait être interprétée comme conséquence d'un champ géomagnétique plus intense (d'un facteur deux environ) à Nançay qu'à Malargüe, où se déroule l'expérience AERA. Des études supplémentaires sont en cours afin de quantifier antenne par antenne le pourcentage de la contribution non-géomagnétique sur le champ total détecté. Les premiers résultats de l'expérience AERA indiquent qu'en moyenne  $14 \pm 2\%$  du champ détecté provient d'une composante radiale, compatible avec l'excès de charges [158, 157].

La quantification de cette fraction de contribution radiale à Nançay doit être entreprise. Elle requiert la prise en compte méticuleuse des erreurs de mesure et donc une étude soignée, et par conséquent relativement longue.

### 5.3 Le profil latéral du champ électrique

La distribution ou profil latéral du champ électrique traduit la dépendance de l'amplitude du signal de chaque antenne avec la distance à l'axe de la gerbe. La mesure du profil latéral est essentielle pour plusieurs raisons. Elle permet de tester les mécanismes d'émission prédits par la théorie, elle est sensible à l'énergie [139, 159] et éventuellement à la nature [101] du rayon cosmique primaire. Sa mesure rend possible l'estimation de la portée du champ électrique, qui est un paramètre majeur dans l'optique d'optimiser la géométrie et les dimensions d'un grand réseau. Dans cette section nous allons étudier les propriétés des profils des événements observés par CODALEMA-III.

La relation de proportionnalité entre les amplitudes détectées et l'énergie du primaire doit faire intervenir une fonction qui décrit l'extension latérale de la gerbe. En pratique, nous avons besoin d'une fonction qui, à partir des données, fournit la valeur extrapolée du champ sur l'axe de la gerbe<sup>3</sup>. Cette valeur est ensuite comparée à l'énergie estimée par les détecteurs de particules afin d'établir une loi de proportionnalité universelle entre les deux observables. Une fois la proportionnalité établie, le champ électrique seul mesuré par les antennes, suffirait à estimer l'énergie du primaire. Dans ce but, depuis les premières tentatives dans les années 70 [160], une fonction exponentielle de la forme

$$\varepsilon(d) \propto \varepsilon_0 \exp(-d/d_0) \quad (5.24)$$

---

<sup>3</sup>C'est avec cette valeur (arbitraire) que les premières estimations de l'énergie se faisait.

est employée [15, 110, 135], et où les dépendances en fréquence et angulaires sont masquées. Cette fonction possède 4 paramètres libres : les coordonnées de la position du cœur de gerbe  $x_0$  et  $y_0$  contenus implicitement dans la distance à l'axe  $d$ , la portée du signal  $d_0$ , et l'extrapolation du champ à l'axe  $\varepsilon_0$ . L'une des particularités de cette fonction est qu'elle suppose une symétrie autour de l'axe de la gerbe. Il devient tout de suite évident qu'une erreur sur le choix de la fonction qui fournit  $\varepsilon_0$  entraîne une erreur sur la corrélation avec l'énergie estimée par les détecteurs de particules et sur la position du cœur  $\{x_0, y_0\}$ . Il a été démontré expérimentalement [133, 110] que certains profils ne peuvent être correctement ajustés par une simple exponentielle décroissante. Il est même fort possible qu'une fonction unique qui tienne compte de toutes les géométries de la gerbe, et de toutes les figures de polarisation (qui traduisent les mécanismes d'émission) n'existe pas. Nous allons voir par la suite que l'introduction d'un paramètre fondamental dans les modèles d'émission radio pourrait nous amener vers une nouvelle paramétrisation du profil latéral du champ électrique.

### 5.3.1 L'apport des modèles récents d'émission radio

Qu'il s'agisse d'un modèle d'émission radio microscopique ou macroscopique, l'introduction de l'indice de l'air variant avec l'altitude modifie fortement les caractéristiques des signaux, et par conséquent la distribution latérale du champ électrique [161]. Le fait que la densité de matière traversée soit variable selon l'altitude ( $n = n(z)$ ), implique que deux photons émis à des moments distincts dans le développement de la gerbe pourront être mesurés au même instant par l'observateur [162]. Mathématiquement, cela se traduit par des singularités dans l'expression qui donne le champ électrique total perçu par l'observateur (les « temps Cherenkov », cercles noirs dans la figure 5.22). Cet effet peut avoir quelques conséquences, notamment en fonction de la distance à laquelle l'observateur se trouve par rapport à l'axe de la gerbe :

- D'après des simulations détaillées dans [95], un observateur situé au-delà d'environ 300 m de l'axe d'une gerbe inclinée de  $60^\circ$ , verra uniquement l'émission radio « typique », en provenance de la région autour du point de développement maximum de la gerbe.
- À environ 250 m de l'axe, les premières singularités apparaissent (au temps Cherenkov). Les émissions en provenance de la région autour du  $X_{max}^{radio}$  sont compressées dans le temps, et sont mesurées au même moment par l'observateur. Cela mène à un signal court (à plus haute fréquence) et plus puissant que celui estimé sans prendre en compte la variation de l'indice de l'air avec l'altitude.
- Par contre, si l'observateur est encore plus proche de l'axe, un signal à double transitoire est attendu : un premier dans la bande de fréquence habituelle ( $\sim 10 - 100$  MHz), puis un deuxième à plus haute fréquence, dû à l'effet de compression temporelle que nous venons de mentionner.

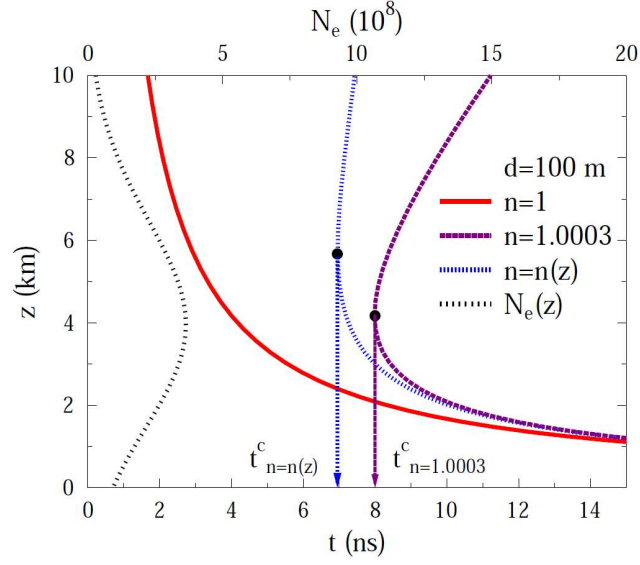


FIG. 5.22: Hauteur d'émission en fonction du temps de réception du signal par un observateur situé à 100 m de l'axe d'une gerbe verticale initiée par un proton de  $5 \times 10^{17}$  eV [163]. Les couleurs représentent différents indices de réfraction de l'air  $n$ . On voit clairement que lorsque  $n$  est variable ( $n = n(z)$ ), ou même lorsqu'il est différent de l'unité ( $n = 1.0003$ ), un moment de réception peut correspondre à plus d'un moment d'émission (aux temps Cherenkov représenté par les cercles noirs), ce qui se traduit par une émission puissante et à plus haute fréquence. En pointillé noir : le développement longitudinal de la gerbe en fonction du nombre de particules (axe des  $x$ , sur la partie supérieure de la figure).

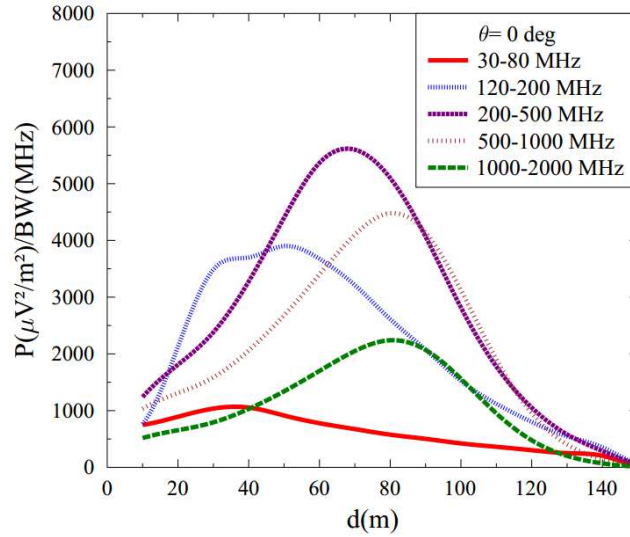


FIG. 5.23: Distribution du champ électrique en fonction de la distance à l'axe pour une gerbe verticale engendrée par un proton de  $10^{17}$  eV. Chaque courbe représente une bande passante de filtrage différente [164].

Ainsi, pour certaines géométries, il n'y a donc plus de bijectivité entre les temps d'émission et de réception de signal. Ce scénario inattendu modifie profondément le profil latéral du champ électrique. Comme le montre la figure 5.23, les profils simulés d'une gerbe verticale passent tous par un maximum à des distances relativement proches de l'axe, avant de décroître de nouveau. L'allure des courbes, même dans la bande où habituellement nous cherchons les signaux (30-80 MHz), n'est pas compatible avec une décroissance exponentielle.

### 5.3.2 Les profils latéraux dans CODALEMA-III

CODALEMA-III possède un avantage par rapport aux autres expériences de radio détection modernes : la numérisation rapide des signaux, ce qui peut à priori permettre de sonder la partie à plus haute fréquence des signaux (jusqu'à environ 300 MHz). De plus, le nombre et le positionnement des stations permettent d'observer l'émission radio près de l'axe. Nous venons de voir que des phénomènes ignorés jusqu'à présent se produisent près de l'axe de la gerbe. L'échantillonnage du champ électrique à cet endroit particulier devient donc indispensable, notamment pour la corrélation avec l'énergie du primaire.

Sur les figures 5.24 et 5.25 nous représentons 12 profils latéraux mesurés par les stations autonomes (cercles en gris) et les ajustements par une fonction exponentielle en bleu (équation (5.24)). Ces figures sont divisées en deux catégories selon les angles zénithaux de la gerbe : inférieur ou supérieur à  $40^\circ$ . Le paramètre  $\chi^2$  évalue la qualité de la reconstruction de la direction d'arrivée  $(\theta, \phi)$ .  $R^2$  est le coefficient de détermination ajusté. Il varie entre 0 et 1 et indique la qualité de l'ajustement [165]. Même si ce lot de données n'est pas statistiquement significatif, nous pouvons en tirer des informations. Comme dans les données de CODALEMA-II, une partie des profils peut être ajustée de façon satisfaisante par une exponentielle décroissante (figure 5.24). Néanmoins, et notamment lorsque l'on observe des gerbes plus inclinées, la fonction exponentielle semble ne plus être appropriée pour ajuster les données (figure 5.25). Dans le cas de la figure 5.25, nous observons une tendance à l'aplatissement près de l'axe de la gerbe, comme prédit dans [164] dans la bande 30-80 MHz. La difficulté dans cette analyse est d'avoir suffisamment des points de mesure près de l'axe afin de mettre en évidence sans ambiguïté l'aplatissement. Des résultats récents de l'expérience LOFAR, dont la densité d'antennes est bien supérieure à celle des autres expériences de radio détection, semblent confirmer cette tendance [116].

Il paraît de plus en plus clair qu'une fonction exponentielle décroissante à une dimension (symétrique autour de l'axe) ne peut ajuster de façon satisfaisante l'ensemble des données, et ce, quelque soit l'expérience. Le fait d'inclure un indice de l'air réaliste dans les simulations affecte la forme du profil notamment près de l'axe, créant une divergence avec l'ajustement exponentiel. Des efforts sont actuellement produits dans le but de se rapprocher d'une fonction qui reproduise le plus fidèlement possible les modèles d'émission radio par la gerbe et les données. Au moins deux dépendances devront sans doute être prises en compte dans une telle fonction :

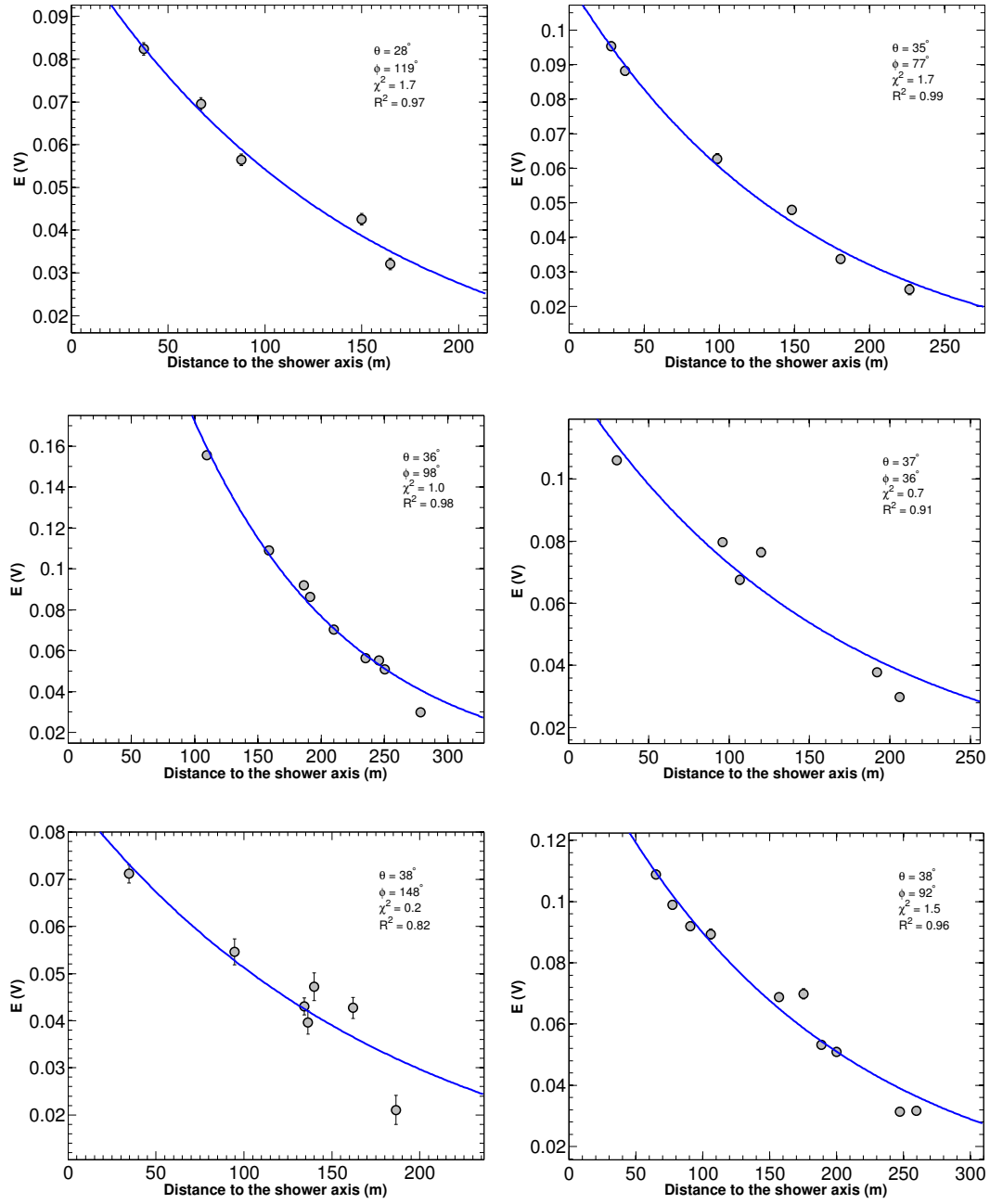


FIG. 5.24: Profils latéraux observés par les stations autonomes. Sur cette figure les angles zénithaux  $\theta$  sont inférieurs à  $40^\circ$ . Sont également représentés l'azimut  $\phi$ , le  $\chi^2$  qui évalue la qualité de la reconstruction de la direction d'arrivée, et le coefficient de détermination  $R^2$  qui quantifie la qualité du fit. Les signaux ont été filtrés dans la bande 30-80 MHz et les incertitudes correspondent à la moyenne quadratique (RMS) de la région dans le signal en dehors de celle du transitoire.

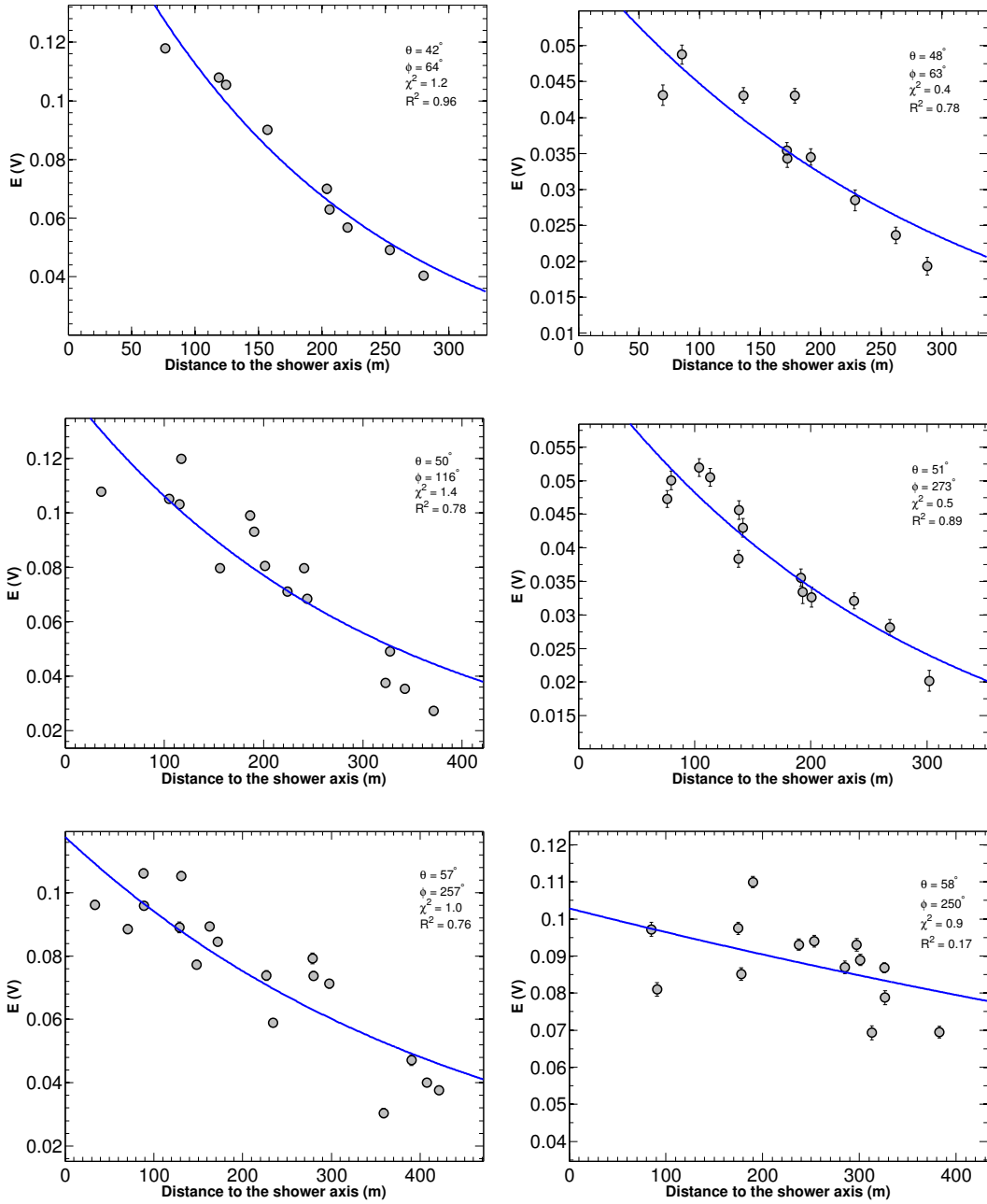


FIG. 5.25: Figure identique à la précédente, pour des angles zénithaux supérieurs à  $40^\circ$ .

- Les différents profils de polarisation reflétant les mécanismes d'émission ont une influence sur la forme et l'intensité du signal mesuré. Cela implique que le profil latéral n'est pas symétrique autour de l'axe. Il doit dépendre des coordonnées  $x$  et  $y$  dans le repère de la gerbe, et non à la distance à l'axe.
- L'aplatissement du profil latéral près de l'axe est prédit par les modèles récents



d'émission radio. Cet effet dépend au moins de la bande en fréquence choisie et de l'angle zénithal de la gerbe.

Des études sont en cours afin de tester l'influence de ces deux dépendances.

## 5.4 Conclusion

Ce chapitre a présenté les premières données physiques en provenance des stations autonomes. Les distributions angulaires des directions d'arrivée des événements sont en accord avec celles obtenues par les dipôles courts qui composaient CODALEMA-II en polarisation EW. D'un autre côté, la portée du champ électrique doit être étudiée plus en détail, notamment sa corrélation avec l'énergie du primaire (une fois que cette dernière sera disponible dans nos données). Peu mentionné jusqu'ici, mais d'une importance majeure car elle conditionne l'avenir de la détection en mode autonome, l'efficacité de détection reste à être estimée dans les données. Cela demande un suivi de la disponibilité à mesurer des gerbes au niveau de chaque station. De même, les prochaines analyses des données CODALEMA devront se faire avec les signaux déconvolués de la réponse de l'antenne.

L'étude de la polarisation à travers le paramètre  $R$  et les angles de polarisation a confirmé la présence d'un second mécanisme d'émission compatible avec l'excès de charges. Des analyses plus approfondies sont en cours afin de quantifier ce mécanisme. Même si les signaux analysés se sont montrés linéairement polarisés à plus de 90% (taux de polarisation), il peut être intéressant de sonder davantage les propriétés des ellipses de polarisation (grands et petits axes, écartement des unes par rapport aux autres pour un même événement) et leurs éventuelles dépendances avec les paramètres de la gerbe.

Concernant le profil latéral, les données de CODALEMA-III suggèrent qu'un ajustement exponentiel pour des gerbes (très) inclinées n'est pas adapté. Ce fait est en accord avec les prédictions des modèles d'émission radio lorsque la variation de l'indice de l'air est prise en compte. Une description à deux dimensions du profil latéral est sans doute nécessaire pour tenir compte des différentes orientations des vecteurs de polarisation issus du courant transverse et de l'excès de charges.

# Conclusion générale & Perspectives

Lors de la dernière décennie, des observatoires tels que HiRes et Telescope Array dans l'hémisphère nord ou Pierre Auger dans l'hémisphère sud ont fourni des données en quantité et qualité sans précédent dans l'histoire déjà ancienne de l'étude des rayons cosmiques. Paradoxalement, les questions fondamentales concernant leur nature et leur source notamment aux énergies ultimes ( $>10^{19}$  eV) n'ont jamais été aussi nombreuses. Les divergences et accords entre les résultats de ces expériences peuvent être résumées très sommairement par le tableau suivant :

Observatoire	Composition	Anisotropie	Suppression du flux
Pierre Auger	Mixte - Fer	Oui	Oui
HiRes - TA	Proton	Non - Oui	Oui

Il est important de remarquer que si la distribution des directions d'arrivée dans Auger pour des événements d'ultra-haute énergie est toujours anisotrope à 99% de niveau de confiance, la corrélation avec des AGNs a fortement chuté avec l'augmentation de la statistique (de  $(69^{+11}_{-13})\%$  à  $(38^{+7}_{-6})\%$ ). Dans tous les cas, cette corrélation reste toujours supérieure à celle attendue pour une distribution isotrope (21%). Ce résultat peut à priori être contradictoire avec l'estimation de la masse du primaire par cette même expérience : si les valeurs des intensités des champs magnétiques galactiques et extra-galactiques connues à ce jour sont correctes, la déviation subie par des protons serait de quelques degrés pour des sources situées à moins de 100 Mpc de la Terre. S'il s'avère que les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie sont des noyaux de fer (par exemple), la déviation serait 26 fois plus importante, effaçant ainsi toute trace de corrélation avec une source extragalactique, même aux plus hautes énergies. On ne devrait donc pas observer de corrélation avec des AGNs. Pour l'instant le point en commun entre les expériences est l'observation de l'effondrement du flux à partir d'environ  $5.5 \times 10^{19}$  eV. Cependant la nature exacte de cet effondrement (la coupure GZK ou une limite d'accélération des sources) n'est toujours pas comprise car elle dépend également des mesures de la composition du primaire.

Que l'on évoque la forme du spectre, la suppression du flux ou la corrélation avec les objets astrophysiques, la masse du rayon cosmique primaire est toujours concernée. Il s'agit sans doute d'un élément clé de l'analyse, dont la mesure (événement par événement) devient inévitable pour élucider l'origine des rayons cosmiques. Dans cet optique, une nouvelle génération de détecteurs est en train de se développer. La mesure exclusive (en fonction de la masse) des observables citées ci-dessus requiert par conséquent une statistique extrêmement importante. Cela implique notamment

que les détecteurs de particules sont incontournables du fait de leur cycle utile. Ils devront toute fois être capables de mesurer et distinguer précisément la composante électromagnétique de la composante muonique de la gerbe, intrinsèquement liée à la masse du primaire. C'est précisément un des objectifs des « upgrades » de l'expérience Pierre Auger à l'échéance 2015. En ce qui concerne l'évolution des réseaux, des surfaces supérieures à plusieurs dizaines de milliers de  $\text{km}^2$  seront nécessaires afin d'atteindre des statistiques suffisantes en un temps d'exposition raisonnable (de l'ordre de quelques années). Le nombre de capteurs permettant d'atteindre ces surfaces pose alors le problème du coût unitaire de ceux-ci. C'est dans cette perspective que la radio détection peut faire valoir ces atouts.

Les résultats, bien que contradictoires, des expériences Auger et Telescope Array ont montré que la mesure hybride des propriétés de la gerbe fournit des données bien plus précises que lorsque les détecteurs sont employés individuellement. Cela a motivé la recherche et le développement de nouvelles techniques dites pour l'instant complémentaires, comme la mesure de l'émission radio par la composante électromagnétique de la gerbe lors de son évolution. Dans ce manuscrit nous avons exploré les potentialités de cette émission radio dans la bande décimétrique à travers un réseau de stations autonomes localisé à la Station de Radioastronomie de Nançay, en France.

La preuve de la faisabilité de la radio détection des gerbes étant déjà établie par les configurations précédentes de CODALEMA et d'autres expériences, cette nouvelle configuration se distingue par le fait que la détection et l'enregistrement des signaux radio-électriques sont faits de façon autonome, c'est-à-dire, individuellement et surtout indépendamment des détecteurs de particules. Une des contreparties directes est la relative vulnérabilité des stations face au bruit radio permanent d'origine humaine. Une partie de cette thèse a été dédiée à la caractérisation du bruit radio observé par les stations autonomes et à l'élaboration de méthodes de réjection de ces derniers à différents niveaux dans l'électronique embarquée des stations. Le premier lot de données nous a révélé que les stations déclenchent essentiellement sur des signaux parasites, ce qui n'est pas trop surprenant compte tenu du taux d'événements attendus pour les gerbes atmosphériques. Il arrive notamment que la périodicité d'émission des sources parasites soit supérieure à la vitesse d'acquisition des signaux. Cela implique un temps mort dans l'électronique des stations pendant lequel ces dernières ne peuvent détecter un éventuel signal en provenance d'une gerbe. Dans un premier temps nous avons listé, identifié et localisé ces sources en employant la méthode de reconstruction sphérique du front d'onde. Certaines sources parasites ont été ainsi localisées et sont associées à des transformateurs électriques. Si la reconnaissance des sources est indispensable dans cette première phase d'exploitation des stations autonomes, dans le futur, la sélection des transitoires devra nécessairement se faire au niveau des stations elles-mêmes. Les stations devront s'adapter à l'environnement et non pas le contraire, notamment dans la perspective d'intégrer un réseau géant de plusieurs dizaines de milliers de  $\text{km}^2$ . Dans ce but, des méthodes de réjection de signaux parasites ont été testées sur les données de CODALEMA-III. Ces méthodes diffèrent entre elles à la fois en degré de complexité

et en taux d'efficacité. La suite naturelle de ces tests consiste maintenant à trouver la méthode la plus efficace possible à un niveau de déclenchement le plus bas (T1). Cela supprimerait les périodes de saturation et permettrait de retrouver le cycle utile et éventuellement d'abaisser le seuil de détection pour mesurer les signaux de gerbes plus faibles. Un bon candidat présenté dans ce manuscrit est le temps de montée du transitoire. Des recherches sont actuellement en cours afin de concevoir une version analogique de cet algorithme qui puisse être intégrée dans la carte trigger. En attendant la conception et l'implémentation d'algorithmes de réjection au niveau T1, le temps de montée et l'étude de l'énergie par fenêtre en temps des signaux, présentés dans le chapitre 4, sont actuellement appliqués dans les PCs de chaque station (niveau T2) et évitent de façon satisfaisante le remplissage des disques de stockage (sans pour autant diminuer le temps mort). En complément de ces deux derniers niveaux de décision, une méthode basée cette fois-ci sur les informations de plusieurs stations peut être mise en œuvre à un niveau T3 pour écarter encore plus les signaux parasites observés. Ce type d'algorithme s'appuierait notamment sur un catalogue de sources parasites connues et mises à jour en continu. Cette technique déjà éprouvée sur le démonstrateur AERA est actuellement en test sur le réseau CODALEMA-III.

Nous avons également présenté les résultats d'un premier lot de données conséquent en provenance des gerbes entre janvier 2012 et août 2013. Les distributions angulaires des directions d'arrivée en polarisation EW sont en accord avec les mesures de la deuxième configuration de CODALEMA. Un déficit d'événements en provenance du Sud a été observé, traduisant la prédominance du courant transverse comme mécanisme d'émission radio. Grâce à la mesure des deux projections horizontales du champ électrique par les stations autonomes, la polarisation et ses dépendances avec les mécanismes d'émission ont pu être étudiées. L'analyse des angles de polarisation a révélé qu'au sein d'un même événement il existe une dispersion par rapport à l'angle attendu pour une émission purement géomagnétique, indiquant une dépendance de la polarisation mesurée avec la position de l'observateur par rapport au cœur. De même, la mise en évidence dans les données de vecteurs de polarisation non-alignés selon  $\vec{v} \times \vec{B}$  à travers le paramètre  $R$  confirme l'existence d'un mécanisme dont les vecteurs de polarisation ont une orientation radiale autour de l'axe de la gerbe. La prochaine étape dans cette analyse est la quantification du poids de ce mécanisme secondaire, compatible avec l'excès de charges, par rapport au champ électrique total mesuré. D'un autre côté, et s'appuyant sur les résultats récents des modèles d'émission radio, une nouvelle paramétrisation du profil latéral du champ électrique est en train d'émerger. Les données de CODALEMA-III suggèrent que le profil latéral des gerbes très inclinées n'est pas correctement décrit par une fonction exponentielle à une dimension. Cela sous-entend également que la mesure de la composante verticale du champ électrique peut s'avérer indispensable pour étudier les gerbes inclinées. Un certain nombre d'analyses peuvent d'ores et déjà être entreprises avec les données que nous disposons actuellement.

- l'étude de la dépendance du profil latéral avec la fréquence, pour notamment

confirmer les fortes dépendances prédites dans la figure 5.23,

- l'étude de la localisation du cœur de gerbe avec la polarisation du champ électrique, qui peut conduire à des résultats bien plus précis que ceux déduits par les profils latéraux,
- l'étude des variations du champ électrique à courte distance à l'aide des données de LOFAR et d'un mini-réseau phasé récemment installé à l'intérieur du réseau des stations autonomes.

En complément des analyses mentionnées ci-dessus, il est également possible d'explorer l'émission radio sur d'autres bandes de fréquences. Le développement d'une antenne sensible à des fréquences comprises entre 1 et 20 MHz est en train de se faire à SUBATECH, motivé par la recherche d'un signal cohérent issu de la décélération des particules de la gerbe lorsqu'elles atteignent le sol [166]. De même, à des fréquences plus élevées (quelques GHz), l'émission Cherenkov mentionnée dans le chapitre 5 mérite d'être étudiée plus en détail avec une antenne et un LNA plus approprié.

D'un point de vue théorique, l'émission radio par les gerbes atmosphériques dans le domaine du MHz n'a jamais été aussi bien comprise. Les principaux mécanismes d'émission semblent être identifiés par des expériences distinctes et dispersées dans le monde. La question qui se pose est alors la suivante : l'émission radio contient-elle suffisamment d'informations pour qu'il soit possible de remonter à l'énergie et à la masse du primaire avec au moins autant de précision que les autres techniques disponibles à ce jour ? Si oui, la mise en place d'un réseau géant composé de stations autonomes aptes à mesurer ce signal radio est-elle viable ? Des éléments de réponse seront prochainement donnés par l'expérience AERA, permettant une analyse hybride à l'aide des données des réseaux de surface et fluorescence de l'Observatoire Pierre Auger. L'expérience CODALEMA garde son statut de pôle de développement scientifique et instrumental en radio détection (les antennes papillon de CODALEMA-III sont d'ailleurs employées dans la dernière configuration d'AERA), disposant de l'infrastructure de la Station de Radioastronomie de Nançay, et bénéficiant d'un environnement radio-parasite bien plus favorable que sur d'autres sites d'expérience de radio détection.

# Bibliographie

- [1] Watson A. A. et al. The Cosmic Ray Energy Spectrum Above  $4 \times 10^{17}$  eV as Measured by the Haverah Park Array. *Journal of Physics G*, 17 :733, 1991. (Cité en pages 2 et 14.)
- [2] Kawai H. et al. Telescope Array Experiment. *Nuclear Physics B (Proceedings Supplements)*, 175-176 :221, 2008. (Cité en page 2.)
- [3] The Pierre Auger Observatory. [www.auger.org](http://www.auger.org). (Cité en page 2.)
- [4] The Pierre Auger Collaboration. Properties and Performance of the Prototype Instrument for the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 523 :50, 2004. (Cité en pages 2 et 14.)
- [5] The Pierre Auger Collaboration. The Fluorescence Detector of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 620 :227, 2010. (Cité en pages 2 et 19.)
- [6] Rutherford E. and Cooke H. L. A Penetrating Radiation from Earth's Surface. *Physical Review*, 16 :183, 1903. (Cité en page 5.)
- [7] Wulf T. On the Radiation of High Penetrating Power that Exists in the Atmosphere. *Phys. Zeit*, 1 :152, 1909. (Cité en page 5.)
- [8] Hess V. F. Observations in Low Level Radiation During Seven Free Balloon Flights. *Phys. Zeit*, 13 :1084, 1912. (Cité en page 6.)
- [9] Hess V. F. The Origins of Penetrating Radiation. *Phys. Zeit*, 14 :612, 1914. (Cité en page 6.)
- [10] Kolhorster W. Measurements of the Penetrating Radiation in the Free Balloon at High Altitudes. *Phys. Zeit*, 14 :1153, 1913. (Cité en page 6.)
- [11] Compton A. H. A Geographic Study of Cosmic Rays. *Physical Review*, 43 :387, 1933. (Cité en page 6.)
- [12] Maze R. and Auger P. Comptes Rendus de l'Académie des Sciences. *Physical Review*, 208, 1938. (Cité en page 6.)
- [13] Rossi B. B. *Cosmic Rays*. McGraw-Hill, 1964. (Cité en page 6.)
- [14] Longair M. S. *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press, 1992. (Cité en page 8.)
- [15] Allan H. R. et al. Radio Emission from Extensive Air Showers. *Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics*, 10 :171, 1971. (Cité en pages 9, 40, 61, 63 et 153.)
- [16] Heitler W. *Quantum Theory of Radiation*. Oxford University Press, 1944. (Cité en page 9.)
- [17] Schoorlemmer H. *Tuning in on Cosmic Rays. Polarization of Radio Signals from Air Showers as a Probe of Emission Mechanisms*. PhD thesis, Radboud University Nijmegen, 2012. (Cité en pages 11 et 152.)

- [18] de Vries K. D. et al. Coherent Cherenkov Radiation from Cosmic-Ray-Induced Air Showers. *Physical Review Letters*, 107 :061101, 2011. (Cité en page 11.)
- [19] CORSIKA Web Site. [www-ik.fzk.de/corsika/](http://www-ik.fzk.de/corsika/). (Cité en page 10.)
- [20] AIRES Web Site. <http://astro.uchicago.edu/cosmus/projects/aires/>. (Cité en page 10.)
- [21] Matthews J. A Heitler Model of Extensive Air Showers. *Astroparticle Physics*, 22 :387, 2005. (Cité en page 10.)
- [22] Stanev T. *High Energy Cosmic Rays*. Springer-Praxis, 2004. (Cité en pages 10 et 26.)
- [23] The Pierre Auger Collaboration. Measurement of the Depth of Maximum of Extensive Air Showers Above  $10^{18}$  eV. *Physical Review Letters*, 104 :108, 2010. (Cité en page 11.)
- [24] Grieder P. K. F. *Extensive Air Showers*. Springer, 2010. (Cité en pages 12, 13 et 23.)
- [25] Hansen P. M. et al. Studying Shower to Shower Fluctuations with Simulations. In *31th International Cosmic Ray Conference*, Łódź, Poland, 2009. (Cité en page 12.)
- [26] Kamata K. and Nishimura J. The Lateral and the Angular Structure Functions of Electron Showers. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 6 :93, 1958. (Cité en page 12.)
- [27] The Pierre Auger Collaboration. The Effect of the Geomagnetic Field on Cosmic Ray Energy Estimates and Large Scale Anisotropy Searches on Data from the Pierre Auger Observatory. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 22, 2011. (Cité en page 13.)
- [28] Kakimoto F. et al. The Energy Spectrum and the Chemical Composition of Primary Cosmic Rays With Energy From  $10^{14}$  to  $10^{16}$  eV. *The Astrophysical Journal*, 612 :268, 2004. (Cité en page 13.)
- [29] The KASCADE Collaboration. Large Scale Cosmic Ray Anisotropy with KASCADE. *The Astrophysical Journal*, 604 :687, 2004. (Cité en page 13.)
- [30] Greisen K. The Extensive Air Showers. *Progress in Cosmic Ray Physics*, 3 :1, 1956. (Cité en page 13.)
- [31] Abu-Zayyad T. et al. The Surface Detector Array of the Telescope Array Experiment. In *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, volume 689, pages 87–97, 2012. (Cité en page 14.)
- [32] The Pierre Auger Collaboration. The Fluorescence Detector of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 620 :227, 2010. (Cité en page 17.)
- [33] Baltrusaitis R. M. et al. The Utah Fly's Eye Detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 240 :410, 1985. (Cité en page 16.)

- [34] Gaisser T. K. *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, 1990. (Cité en page 16.)
- [35] Pierog T. and Werner K. Hadronic Interaction Model EPOS and Air Shower Simulations : New Results on Muon Production. In *Proceedings of 30nd International Cosmic Ray Conference*, Mérida, México, 2007. (Cité en page 17.)
- [36] Hersil J. et al. Observations of Extensive Air Showers Near the Maximum of their Longitudinal Development. *Physical Review Letters*, 6 :22, 1961. (Cité en page 18.)
- [37] Pesce R. for the Pierre Auger Collaboration. Energy Calibration of Data Recorded with the Surface Detectors of the Pierre Auger Observatory : an Update. In *Proceedings of 32nd International Cosmic Ray Conference*, Beijing, China, 2011. (Cité en page 19.)
- [38] Abdo A. A. et al. The Large Scale Cosmic-Ray Anisotropy as Observed with Milagro. *The Astrophysical Journal*, 698 :2121, 2009. (Cité en page 18.)
- [39] H.E.S.S. Collaboration. Search for Dark Matter Annihilation Signals from the Fornax Galaxy Cluster with H.E.S.S. *The Astrophysical Journal*, 750 :123, 2012. (Cité en page 18.)
- [40] Kurahashi N. and Gratta G. Oceanic Ambient Noise as a Background to Acoustic Neutrino Detection. *Physical Review D*, 78, 2008. (Cité en page 18.)
- [41] Blackett P. M. S. and Lovell A. C. B. Radio Echoes and Cosmic Ray Showers. In *Proceedings of the Royal Society of London A*, volume 177, page 183, 1941. (Cité en page 18.)
- [42] Linsley J. Workshop on Observing Giant Cosmic Ray Air Showers from  $> 10^{20}$ eV Particles from Space. In *College Park*, 1998. (Cité en page 18.)
- [43] JEM-EUSO Web Site. [http ://jemeuso.riken.jp/en/index.html](http://jemeuso.riken.jp/en/index.html). (Cité en page 19.)
- [44] Lhenry-Yvon I. Les Rayons Cosmiques : Historique et Enjeux Actuels. In *38<sup>ème</sup> École d'été de Physique des Particules*, Montpellier, France, 2006. (Cité en page 20.)
- [45] Fliescher S. *Antenna Devices and Measurement of Radio Emission from Cosmic Ray induced Air Showers at the Pierre Auger Observatory*. PhD thesis, Aachen University, 2011. (Cité en page 21.)
- [46] Particle Data Group Web Site. [http ://pdg.lbl.gov/](http://pdg.lbl.gov/). (Cité en pages 21, 22 et 24.)
- [47] Apel W. D. et al. Cosmic Ray Energy Spectrum Based on Shower Size Measurements of KASCADE-Grande. In *31th International Cosmic Ray Conference*, Łódź, Poland, 2009. (Cité en page 20.)
- [48] Letessier-Selvon A. and Stanev T. Ultrahigh Energy Cosmic Rays. *Reviews of Modern Physics*, 83 :907, 2011. (Cité en page 20.)



- [49] Allard D. et al. On the Transition from Galactic to Extragalactic Cosmic-Rays : Spectral and Composition Features from two Opposite Scenarios. *Astroparticle Physics*, 27 :61, 2007. (Cité en pages 20 et 22.)
- [50] Berezhinsky V. et al. On Astrophysical Solution to Ultrahigh Energy Cosmic Rays. *Physical Review D*, 74 :043005, 2006. (Cité en page 20.)
- [51] Penzias A. A. and Wilson R. W. A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *The Astrophysical Journal*, 142 :419, 1965. (Cité en page 21.)
- [52] Hayakawa S. and Yamamoto Y. Ultra-High Energy  $\gamma$ -Rays from Intergalactic Space. *Progress of Theoretical Physics*, 30 :71, 1963. (Cité en page 22.)
- [53] Kotera K. and Olinto A. V. The Astrophysics of Ultra-High-Energy Cosmic Rays. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 49, 2010. (Cité en pages 22 et 26.)
- [54] Greisen K. End to the Cosmic-Ray Spectrum? *Physical Review Letters*, 16 :748, 1966. (Cité en page 22.)
- [55] Kuzmin V. A. and Zatsepin G. T. Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 4 :78, 1966. (Cité en page 22.)
- [56] The Pierre Auger Collaboration. Measurement of the Energy Spectrum of Cosmic Rays Above  $10^{18}$  eV Using the Pierre Auger Observatory. *Physics Letters B*, 685 :239, 2010. (Cité en page 22.)
- [57] Abbasi R. U. et al. First Observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin Suppression. *Physical Review Letters*, 100 :101101, 2008. (Cité en page 22.)
- [58] The Pierre Auger Collaboration. Measurement of the Depth of Maximum of Extensive Air Showers above  $10^{18}$  eV. *Physical Review Letters*, 104 :091101, 2010. (Cité en page 22.)
- [59] The KASCADE-Grande Collaboration. KASCADE Measurements of Energy Spectra for Elemental Groups of Cosmic Rays : Results and Open Problems. *Astroparticle Physics*, 24 :1, 2005. (Cité en page 23.)
- [60] Bluemer J. et al. Cosmic Rays from the Knee to the Highest Energies. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 63 :293, 2009. (Cité en pages 23 et 25.)
- [61] The KASCADE-Grande Collaboration. Ankle-like Feature in the Energy Spectrum of Light Elements of Cosmic Rays Observed with KASCADE-Grande. *Physical Review D*, 87 :081101, 2013. (Cité en page 23.)
- [62] Facal P. for the Pierre Auger Collaboration. The Distribution of Shower Maxima of UHECR Air Showers. In *32th International Cosmic Ray Conference*, Beijing, China, 2011. (Cité en page 25.)
- [63] Abbasi R. U. et al. Indications of Proton-Dominated Cosmic Ray Composition above 1.6 EeV. *Physical Review Letters*, 104 :161101, 2010. (Cité en page 24.)

- [64] The Pierre Auger Collaboration. A Search for Anisotropy in the Arrival Directions of Ultra High Energy Cosmic Rays Recorded at the Pierre Auger Observatory. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 040, 2012. (Cité en page 24.)
- [65] Decerprit G. and Allard D. Constraints on the Origin of Ultra High Energy Cosmic Rays from Cosmogenic Neutrinos and Photons. *Astronomy and Astrophysics*, 535 :A66, 2011. (Cité en page 24.)
- [66] Kotera K. et al. Newly-Born Pulsars as Sources of Ultra High Energy Cosmic Rays. *The Astrophysical Journal*, 750, 2012. (Cité en pages 25 et 29.)
- [67] Hillas A. M. The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 22 :425, 1984. (Cité en page 26.)
- [68] Lemoine M. and Waxman E. Anisotropy vs Chemical Composition at Ultra-High Energies. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 11 :009, 2009. (Cité en page 26.)
- [69] Lemoine M. *Physics and Astrophysics of the Ultra High Energy Cosmic Rays*. Springer, 2002. (Cité en page 27.)
- [70] Takeda M. et al. Extension of the Cosmic-Ray Energy Spectrum beyond the Predicted Greisen-Zatsepin-Kuz'min Cutoff. *Physical Review Letters*, 81 :1163, 1998. (Cité en page 27.)
- [71] The Pierre Auger Collaboration et al. Correlation of the Highest-Energy Cosmic Rays with Nearby Extragalactic Objects. *Science*, 318 :938, 2007. (Cité en page 27.)
- [72] The Pierre Auger Collaboration. Update on the Correlation of the Highest-Energy Cosmic Rays with Nearby Extragalactic Matter. *Astroparticle Physics*, 34 :314, 2010. (Cité en pages 27 et 28.)
- [73] Deligny O. et al. Review of the Anisotropy Working Group at UHECR-2012. In *International Symposium on Future Directions in UHECR Physics*, Geneva, Switzerland, 2012. (Cité en page 28.)
- [74] Abbasi R. U. et al. Search for Correlations between HiRes Stereo Events and Active Galactic Nuclei. *Astroparticle Physics*, 30 :175, 2008. (Cité en page 28.)
- [75] Veron-Cetty M. P. A Catalogue of Quasars and Active Nuclei : 12th edition. *Astronomy and Astrophysics*, 455 :773, 2006. (Cité en page 28.)
- [76] Bluemer J. et al. Cosmic Rays from the Knee to the Highest Energies. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 63 :293, 2009. (Cité en pages 28 et 142.)
- [77] Alcock C. and Hatchett S. The Effects of the Small-Angle Scattering on a Pulse of Radiation with an Application of X-Ray Bursts and Interstellar Dust. *The Astrophysical Journal*, 222 :456, 1978. (Cité en page 28.)
- [78] Waxman E. Cosmological Gamma-Ray Bursts and the Highest Energy Cosmic Rays. *Physical Review Letters*, 75 :386, 1995. (Cité en page 28.)
- [79] Kronberg P. P. Extragalactic Magnetic Fields. *Reports on Progress in Physics*, 57 :325, 1994. (Cité en page 29.)

- [80] Askaryan G. A. Excess Negative Charge of an Electron-Photon Shower and its Coherent Radio Emission. *Soviet Physics*, 14 :441, 1962. (Cité en pages 31 et 32.)
- [81] Kahn F. D. and Lerche I. Radiation from Cosmic Ray Air Showers. In *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, volume 289, page 206, 1966. (Cité en pages 31, 33, 40 et 63.)
- [82] Jelley J. V. et al. Radio Pulses from Extensive Cosmic-Ray Air Showers. *Nature*, 205 :327, 1965. (Cité en pages 31, 33 et 43.)
- [83] Fujii M. and Nishimura J. Radio-Wave Emission from Extensive Air Showers. *Acta Physica Academiae Scientiarum Hungarica*, 29 :709, 1970. (Cité en page 33.)
- [84] Scholten O. et al. A macroscopic Description of Coherent Geo-Magnetic Radiation from Cosmic-Ray Air Showers. *Astroparticle Physics*, 29 :94, 2008. (Cité en page 34.)
- [85] Werner K. et al. A Realistic treatment of Geomagnetic Cherenkov radiation from Cosmic Ray Air Showers. *Astroparticle Physics*, 37 :5, 2012. (Cité en pages 34 et 42.)
- [86] Marin V. and Revenu B. Simulation of Radio Emission from Cosmic-Ray Air Showers with SELFAS2. *Astroparticle Physics*, 35 :733, 2012. (Cité en pages 35 et 39.)
- [87] Catalano O. et al. The Longitudinal EAS Profile at  $E > 10^{19}$  eV : A Comparison between GIL Analytical Formula and the Predictions of Detailed Monte Carlo Simulations. In *27th International Cosmic Ray Conference*, page 498, Hamburg, Germany, 2001. (Cité en page 35.)
- [88] Marin V. Simulation of Radio Emission from Cosmic-Ray Air Showers with SELFAS2. In *ARENA 2012 : Acoustic and Radio EeV Neutrino Detection Activities*, Erlangen, Germany, 2012. (Cité en page 36.)
- [89] Huege T. et al. Simulating Radio Emission from Air Showers with CoREAS. In *ARENA 2012 : Acoustic and Radio EeV Neutrino Detection Activities*, Erlangen, Germany, 2012. (Cité en page 36.)
- [90] Ludwig M. and Huege T. REAS3 : Monte Carlo Simulations of Radio Emission from Cosmic-Ray Air Showers Using an « End-Point » Formalism. *Astroparticle Physics*, 34 :438, 2011. (Cité en page 36.)
- [91] Alvarez-Mu  niz J. et al. Monte Carlo Simulations of Radio Pulses in Atmospheric Showers Using ZHAireS. *Astroparticle Physics*, 35 :325, 2012. (Cité en page 36.)
- [92] Chauvin J. et al. Radio Emission in a Toy Model with Point-Charge-Like Air Shower. *Astroparticle Physics*, 33 :341, 2010. (Cité en page 36.)
- [93] Meyer-Vernet N. et al. Radio Pulses from Cosmic Ray Air Showers - Boosted Coulomb and Cherenkov Fields. *Astroparticle Physics*, 480 :15, 2008. (Cité en page 36.)

- [94] Huege T. et al. The Convergence of EAS Radio Emission Models and a Detailed Comparison of REAS3 and MGMR Simulations. In *ARENA 2010 : Acoustic and Radio EeV Neutrino Detection Activities*, Nantes, France, 2010. (Cité en page 37.)
- [95] Werner K. et al. A Realistic Treatment of Geomagnetic Cherenkov Radiation from Cosmic Ray Air Showers. *Astroparticle Physics*, 37 :5, 2012. (Cité en pages 37, 142 et 153.)
- [96] Huege T. Theory and Simulations of Air Showers Radio Emission. In *ARENA 2012 : Acoustic and Radio EeV Neutrino Detection Activities*, Erlangen, Germany, 2012. (Cité en pages 38, 42, 140 et 141.)
- [97] Barker P. R. et al. Radio Pulses from Air Showers at Mt. Chacaltaya. *Canadian Journal of Physics*, 46 :243, 1968. (Cité en pages 39 et 43.)
- [98] Vernov S. N. et al. Detection of Radio Emission from Extensive Air Showers with a System of Single Half-Wave Dipoles. *Canadian Journal of Physics*, 46 :241, 1968. (Cité en pages 39 et 43.)
- [99] Allan H. R. et al. Radio Pulses from Extensive Air Showers. *Nature*, 227 :1116, 1970. (Cité en page 40.)
- [100] Allan H. R. et al. Radio Pulses Production in Extensive Air Showers. *Nature*, 222 :635, 1969. (Cité en page 40.)
- [101] Huege T. et al. Dependence of Geosynchrotron Radio Emission on the Energy and Depth of Maximum of Cosmic Ray Showers. *Astroparticle Physics*, 30 :96, 2008. (Cité en pages 41 et 152.)
- [102] Rebai A. for the CODALEMA Collaboration. Some Recent Results of the CODALEMA Experiment. In *Journées de la Société Française d'Astronomie et d'Astrophysique*, Paris, France, 2011. (Cité en page 41.)
- [103] Schröder F. G. *Instruments and Methods for the Radio Detection of High Energy Cosmic Rays*. PhD thesis, Fakultät für Physik des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT), 2010. (Cité en page 41.)
- [104] Grebe S. et al. Dependence of the Radio Frequency Spectrum on Air Shower Parameters. AERA GAP-note, private communication, 2011. (Cité en page 42.)
- [105] Marin V. *Radio Détection des Rayons Cosmiques d'ultra Haute Énergie. Analyse, Simulation et Interprétation*. PhD thesis, Université de Nantes, 2011. (Cité en pages 42, 67 et 68.)
- [106] Marin V. SELFAS2 : Radio Emission from Cosmic Ray Air Showers. Effect of Realistic Air Refractive Index. arXiv :1212.1348, 2012. (Cité en page 42.)
- [107] Revenu B. and Marin V. Radio Emission from the Air Shower Sudden Death. arXiv :1211.3305, 2012. (Cité en page 42.)
- [108] Weekes T. C. Radio Pulses from Cosmic Ray Air Showers. In *Proceedings of First international workshop on the radio detection of high energy particles*, volume 579, page 3, Los Angeles, USA, 2001. (Cité en page 43.)

- [109] Falcke H. and Gorham P. Detecting Radio Emission from Cosmic Ray Air Showers and Neutrinos with a Digital Radio Telescope. *Astroparticle Physics*, 19 :477, 2003. (Cité en page 43.)
- [110] Huege T. for the LOPES Collaboration. The LOPES Experiment - Recent Results, Status and Perspectives. In *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, volume 662, page 72, 2012. (Cité en pages 43, 68 et 153.)
- [111] The Pierre Auger Collaboration. Results of a Self-Triggered Prototype System at the Pierre Auger Observatory for Radio-Detection of Air Showers Induced by Cosmic Rays. *Journal of Instrumentation*, 7 :11023, 2012. (Cité en pages 44, 65 et 138.)
- [112] The Pierre Auger Collaboration. Antennas for the Detection of Radio Emission Pulses from Cosmic-Ray induced Air Showers at the Pierre Auger Observatory. *Journal of Instrumentation*, 7 :10011, 2012. (Cité en pages 44 et 52.)
- [113] Schröder F. et al. Tunka-Rex : a Radio Antenna Array for the Tunka Experiment. arXiv :1301.2555, 2013. (Cité en page 44.)
- [114] LOFAR Web Site. [www.lofar.org](http://www.lofar.org). (Cité en page 45.)
- [115] The LOFAR Collaboration. LOFAR : the LOw-Frequency ARay. arXiv :1305.3550, 2013. (Cité en page 45.)
- [116] Thoudam S. for the LOFAR Cosmic-ray Key-science project. Recent Results from Cosmic Ray Measurements with LOFAR. In *Proceedings of RICAP-13 Roma International Conference on Astroparticle Physics*, Roma, Italy, 2013. (Cité en pages 45 et 155.)
- [117] Van Elewyck V. for the ANTARES Collaboration. Recent Results from the ANTARES Neutrino Telescope. In *Proceedings of RICAP-13 Roma International Conference on Astroparticle Physics, to be published*, Roma, Italy, 2013. (Cité en page 45.)
- [118] Martineau O. et al. First Detection of Extensive Air Showers by the TREND Self-Triggering Radio Experiment. *Astroparticle Physics*, 34 :717, 2011. (Cité en pages 45 et 110.)
- [119] Auffenberg J. et al. A Radio Air Shower Detector as an Extension for IceCube and IceTop. In *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, volume 604, page 53, 2012. (Cité en page 45.)
- [120] The ANITA Collaboration. Observation of Ultrahigh-Energy Cosmic Rays with the ANITA Balloon-Borne Radio Interferometer. *Physical Review Letters*, 105 :151101, 2010. (Cité en page 45.)
- [121] Kraus J. D. *Antennas*. McGraw-Hill Book Company, 1988. (Cité en page 48.)
- [122] Balanis C. A. *Antenna theory*. John Wiley & Sons, Inc, Hoboken, New Jersey, 2005. (Cité en page 49.)
- [123] Revenu B. *Rayons Cosmiques d'Ultra Haute Énergie : Analyse des Gerbes Atmosphériques et de leur Signal Radio dans le Domaine du MHz*, 2012. Habilitation à Diriger des Recherches, Université de Nantes. (Cité en pages 52 et 93.)

- [124] Site de la Station de Radioastronomie de Nançay. <http://www.obs-nancay.fr/>. (Cité en page 52.)
- [125] van Weeren R. J. et al. First LOFAR Observations at Very Low Frequencies of Cluster-Scale non-Thermal Emission : the Case of Abell 2256. arXiv :1205.4730, 2012. (Cité en page 53.)
- [126] Ardouin D. et al. Radio-Detection Signature of High Energy Cosmic Rays by the CODALEMA Experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 555 :148, 2005. (Cité en page 53.)
- [127] Ardouin D. et al. Radioelectric Field features of Extensive Air Showers Observed with CODALEMA. *Astroparticle Physics*, 26 :341, 2006. (Cité en page 53.)
- [128] Charrier D. for the CODALEMA Collaboration. Design of a Low Noise, Wide Band, Active Dipole Antenna for a Cosmic Ray Radio Detection Experiment. In *Antennas and Propagation International Symposium*, page 4485, Honolulu,  tats Unis, 2007. (Cité en pages 54, 56 et 76.)
- [129] Breton D. et al. Very High Dynamic Range and High Sampling Rate VME Digitizing Boards for Physics Experiments. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 52 :2853, 2005. (Cité en pages 55 et 78.)
- [130] Lamblin J. for the CODALEMA Collaboration. Design and Performance of a Fully Autonomous Antenna for Radio Detection of Extensive Air Showers. In *31th International Cosmic Ray Conference*, Mérida, México, 2007. (Cité en page 55.)
- [131] Valcares S. *De la Mesure des Champs électriques par l'expérience CODALEMA aux Caractéristiques des Rayons Cosmiques*. PhD thesis, Université de Nantes, 2008. (Cité en page 57.)
- [132] Rivier  C. *Des Signaux Radio aux Rayons Cosmiques*. PhD thesis, Université Joseph Fourier - Grenoble 1, 2009. (Cité en page 58.)
- [133] Garçon T. *Vers la Radiod tection Autonome des Rayons Cosmiques de Très Haute  nergie*. PhD thesis, Université de Nantes, 2010. (Cité en pages 62, 64, 69, 90, 93 et 153.)
- [134] Bell toile A. *Développement et Analyse des Données d'une Expérience de Radiod tection des Rayons Cosmiques d'Ultra Haute  nergie*. PhD thesis, Université de Nantes, 2007. (Cité en page 63.)
- [135] Ardouin D. et al. Geomagnetic Origin of the Emission from Cosmic Ray Induced Air Showers Observed by CODALEMA. *Astroparticle Physics*, 31 :192, 2009. (Cité en pages 64, 135 et 153.)
- [136] Lecacheux A. et al, for the CODALEMA Collaboration. Radio Signature of Extensive Air Showers Observed with the Nançay Decameter Array. In *31th International Cosmic Ray Conference*, L d , Poland, 2009. (Cité en page 66.)
- [137] Bell toile A. for the CODALEMA Collaboration. First Results of the Standalone Antenna Array of the CODALEMA Radio Detection Experiment. In

- 32th International Cosmic Ray Conference*, Beijing, China, 2011. (Cité en page 66.)
- [138] Bell toile A. et al. Evidence for the Charge-Excess Contribution in Air Shower Radio Emission Observed by the CODALEMA Experiment. *Submitted to Astronomy and Astrophysics*, 2011. (Cité en page 66.)
  - [139] Ravel O. for the CODALEMA Collaboration. The CODALEMA Experiment. In *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, volume 662, page 89, 2012. (Cité en pages 68 et 152.)
  - [140] Rebai A. et al. Correlations in Energy in Cosmic Ray Air Showers Radio-Detected by CODALEMA. arXiv :1210.1739, 2012. (Cité en page 69.)
  - [141] Revenu B. Radiodetection of Cosmic Air Showers with Autonomous Radio DetectorS Installed at the Pierre Auger Observatory. In *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, volume 604, page 37, 2009. (Cité en page 74.)
  - [142] Jansky K. G. Directional Studies of Atmospherics at High Frequencies. In *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, volume 20, 1932. (Cité en page 83.)
  - [143] Jansky K. G. Radio Waves from Outside the Solar System. *Nature*, 132 :66, 1933. (Cité en page 83.)
  - [144] Charrier D. for the CODALEMA Collaboration. Antenna Development for Astroparticle and Radioastronomy Experiments. In *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, volume 662, page 142, 2012. (Cité en page 84.)
  - [145] International Telecommunication Union. Radio Noise. Recommendation ITU-R. Technical report, ITU, Geneva, Switzerland, 2009. (Cité en page 89.)
  - [146] Kuchar J. K. and Drumm C. The Traffic Alert and Collision Avoidance System. *Lincoln Laboratory Journal*, 16 :277, 2007. (Cité en page 91.)
  - [147] Rebai A. et al. Ill-Posed Formulation of the Emission Source Localization in the Radio-Detection Experiments of Extensive Air Showers. arXiv :1208.3539v2, 2012. (Cité en page 105.)
  - [148] Grebe S. et al. Study of Parameters for the AERA Self-Trigger. AERA GAP-note, private communication, 2012. (Cité en page 110.)
  - [149] Bell toile A. Evaluation of Low Level Trigger in RAuger-2 Radio Detection Stations. AERA GAP-note, private communication, 2012. (Cité en pages 110 et 114.)
  - [150] Maller J. for the Pierre Auger Collaboration. Radio Detection of Air Shower with AERA. In *Proceedings of RICAP-13 Roma International Conference on Astroparticle Physics*, Roma, Italy, 2013. (Cité en pages 118 et 138.)
  - [151] Maller J. and Revenu B. Two Methods for Rejecting Background Radio Traces in RAuger Data at the Level of a Single Station (T1 or T2). AERA GAP-note, private communication, 2012. (Cité en page 118.)

- [152] Monitoring des Stations Autonomes. <http://realtime.obs-nancay.fr/#>. (Cité en pages 124 et 125.)
- [153] Nelles A. for the LOFAR Collaboration. Measuring Air Showers with the LOFAR Radio Telescope. In *33rd International Cosmic Ray Conference*, Rio de Janeiro, Brazil, 2013. (Cité en page 138.)
- [154] Marin V. for the CODALEMA Collaboration. Charge Excess Signature in the CODALEMA Data. Interpretation with SELFAS2. In *32nd International Cosmic Ray Conference*, Beijing, China, 2011. (Cité en page 139.)
- [155] Fraenkel E. D., et al. Observation of the Charge-Excess Effect in Cosmic-Ray-Induced Radio Pulses. AERA GAP-note, private communication, 2011. (Cité en page 142.)
- [156] National Geophysical Data Center. [www.ngdc.noaa.gov/](http://www.ngdc.noaa.gov/). (Cité en pages 146 et 147.)
- [157] The Pierre Auger Collaboration. Probing the Radio Emission from Cosmic-Ray-Induced Air Showers by Polarization Measurements. To be submitted to Physical Review D, 2013. (Cité en pages 146 et 152.)
- [158] Huege T. for the Pierre Auger Collaboration. Probing the Radio Emission from Cosmic-Ray-Induced Air Showers by Polarization Measurements. In *33rd International Cosmic Ray Conference*, Rio de Janeiro, Brazil, 2013. (Cité en page 152.)
- [159] Apel W. D. et al. Lateral Distribution of the Radio Signal in Extensive Air Showers Measured with LOPES. *Astroparticle Physics*, 32 :294, 2010. (Cité en page 152.)
- [160] Fegan D. J. Detection of Elusive Radio and Optical Emission from Cosmic-Ray Showers in the 1960s. arXiv :1104.2403, 2011. (Cité en page 152.)
- [161] Marin V. Radio Emission from Cosmic-Ray Showers. Effect of Realistic Air Refractive Index. arXiv :1212.1348, 2012. (Cité en page 153.)
- [162] Werner K. and Scholten O. Macroscopic Treatment of Radio Emission from Cosmic Ray Air Showers Based on Shower Simulations. *Astroparticle Physics*, 29 :393, 2008. (Cité en page 153.)
- [163] de Vries K. D. et al. Coherent Cherenkov Radiation from Cosmic-Ray-Induced Air Showers. *Physical Review Letters*, 107 :061101, 2011. (Cité en page 154.)
- [164] Werner K. et al. The Air Shower Maximum Probed by Cherenkov Effects from Radio Emission. *Astroparticle Physics*, 45 :23, 2013. (Cité en pages 154 et 155.)
- [165] MATLAB Web Site. <http://www.mathworks.fr>. (Cité en page 155.)
- [166] Revenu B. and Marin V. Coherent Radio Emission from the Cosmic-Ray Air Shower Sudden Death. In *33rd International Cosmic Ray Conference*, Rio de Janeiro, Brazil, 2013. (Cité en page 162.)











**Résumé :** Les rayons cosmiques d’ultra-haute énergie sont les messagers des phénomènes les plus cataclysmiques ayant lieu dans l’Univers. L’énergie portée par ces particules peut atteindre quelques dizaines de Joules et est dissipée dans l’atmosphère terrestre sous forme d’une avalanche de particules secondaires. Les questions portant sur leur origine et leur propagation sont toujours au cœur du débat car elles n’ont toujours pas de réponse définitive.

CODALEMA est la pionnière des expériences modernes de détection indirecte des rayons cosmiques à travers l’émission radio des particules chargées de la gerbe. Cette recherche est motivée par la possibilité de caractériser entièrement le rayon cosmique primaire avec des antennes sensibles aux ondes électromagnétiques dans la bande décimétrique, et nettement moins coûteuses que les instruments disponibles actuellement.

Ce manuscrit présente les résultats de 3 années consacrées à la mise en opération et l’analyse de données d’un réseau de stations autonomes, qui composent la dernière configuration de CODALEMA. L’étude du bruit de fond a révélé une sensibilité des stations face aux interférences radio d’origine humaine. Des méthodes de réjection de ce bruit ont été développées dans le but de les incorporer dans les prochains circuits électroniques de sélection de signaux transitoires. Les premières données ont montré que la mesure des deux polarisations horizontales du champ électrique est indispensable pour distinguer les mécanismes d’émission radio. De même, une nouvelle paramétrisation de la distribution latérale du champ électrique est discutée.

**Mots clés :** rayons cosmiques, gerbe atmosphérique, radio-détection, CODALEMA

**Abstract :** Ultra high energy cosmic rays are undoubtedly the product of the most energetic process in the universe. Their energy can reach macroscopic values (up to around 10 Joules!) and it is converted to kinetic energy of the particles which compose the air shower in the atmosphere. Questions about their source and propagation in the interstellar medium are still open, making the field of the astroparticle physics very attractive.

The CODALEMA experiment is an instrument devoted to indirect cosmic ray detection through the radio emission induced by charged particles of air showers. This thesis presents results of data analysis since 2010 concerning the latest setup of the experiment, which is composed of 34 autonomous stations. The noise analysis has revealed that autonomous stations are sensitive to several human-made interferences. Since, methods for background rejection has been developed with the aim of embedding them into the next generation electronic boards. Likewise, the radio emission process taking place in the shower during its development are studied through their polarization pattern. The presence of the two preponderant emission mechanisms (transverse current and charge excess) are highlighted in this data set. A new parametrization of the lateral profile is also suggested.

**Keywords :** cosmic rays, extensive air shower, radio detection, CODALEMA